



TERMODINÁMICA PARA OCEANÓGRAFOS

JEAN R. LINERO CUETO
SERGUEI LONIN



TERMODINÁMICA PARA OCEANÓGRAFOS

**JEAN R. LINERO CUETO
SERGUEI LONIN**

Termodinámica para Oceanógrafos

**Escuela Naval de Cadetes “Almirante Padilla”
Facultad de Oceanografía Física
Cartagena de Indias, Colombia**

Autores

Jean R. Linero Cueto
Serguei Lonin

Fotografía Portada

Jeanina Carolina Linero Manjarres

ISBN: 978-958-99964-4-7

Diagramación, edición e impresión

Alpha Editores
Centro, Plaza de la Aduana, Edificio Andian, Piso 6 - Oficina 608
Tels.: 57-5 660 9438
E-mail: ventas@alpha.co
www.alpha.co
Cartagena de Indias, Bolívar, Colombia

Todos los derechos reservados

Esta publicación no podrá ser reproducida ni en todo ni en parte, ni registrada ni transmitida por un sistema de recuperación de información, ni en ninguna forma, ni por un medio mecánico, fotomecánico, electrónico, magnético, electroóptico, fotocopia o por cualquier otro sin el permiso previo por escrito de los propietarios del copyright.
Queda hecho el depósito de Ley.

Impreso en Colombia
Printed in Colombia
2015

Prólogo

El Libro “Termodinámica para Oceanógrafos”, es el resultado del trabajo conjunto de dos profesores vinculados a la Facultad de Oceanografía de la Escuela Naval de Cadetes “Almirante Padilla”, quienes aportaron y complementaron sus fortalezas académicas y experiencia docente, para construir una obra de consulta obligatoria para los estudiantes de pregrado y posgrado de programas de oceanografía física de habla hispana.

Por un lado el profesor Jean Linero, con formación profesional como licenciado en ciencias físico matemáticas, con amplia experiencia como docente de estas disciplinas de las ciencias básicas, complementó su conocimiento en ciencias de la tierra desarrollando la Maestría en Oceanografía de la Escuela Naval de Cadetes, y estudios doctorales en ciencias marinas en México. Por el otro lado, el profesor Serguei Lonin, realizó sus estudios de pregrado en oceanología y de doctorado en ciencias físicas y matemáticas en Rusia. El profesor Lonin se vinculó a la Escuela Naval de Cadetes desde 1996 en calidad de docente e investigador. Por sus manos han pasado varias generaciones de estudiantes de pregrado y posgrado, quienes se han formado en cursos como hidrodinámica geofísica, interacción océano-atmósfera, modelación de procesos oceánicos, modelación de procesos costeros, entre otros.

La combinación lograda entre el conocimiento de las ciencias básicas con énfasis en física y la experiencia construida mediante la interacción profesor-estudiante en las aulas de la Escuela Naval de Cadetes durante casi dos décadas, permitieron a los autores elaborar una obra que abarca los principales aspectos de la termodinámica, pensando en los conocimientos que debe tener un oceanógrafo para alcanzar un buen entendimiento de la estructura y los procesos dinámicos que se desarrollan tanto en el océano como en la atmósfera. El libro inicia con una explicación de la composición y estructura de estos dos fluidos en interacción constante, para luego introducir al estudiante a las leyes de la termodinámica. Una vez sentados estos conceptos básicos, se analizan los procesos de transferencia de calor y termodinámicos del aire húmedo. Finalmente se desarrollan los conceptos de estabilidad estática en la atmósfera y el océano, la capa límite planetaria y los flujos de calor, con lo cual se completa un recorrido por los conceptos más importantes que debe conocer un oceanógrafo con relación a la termodinámica.

Gracias a la experiencia investigativa de los autores, el libro ha sido enriquecido con la presentación de varios de los conceptos termodinámicos aplicados al Mar Caribe, con lo cual se facilita el entendimiento de los temas a los estudiantes, a la vez que se hace una aproximación al estado del arte de los procesos de interacción océano-atmósfera en este mar intra-americano, de gran importancia a escala global por la distribución meridional de calor que inicia en esta cuenca y continúa por la conexión con la Corriente del Golfo hacia latitudes subpolares.

Este libro no pretende ser un tratado sobre los procesos termodinámicos presentes en el océano y la atmósfera. Tampoco es una recopilación exhaustiva del estado del arte de la aplicación de la termodinámica en la oceanografía. Este libro, que seguramente no perderá pertinencia con el tiempo, busca convertirse en soporte para los procesos de aprendizaje que desarrollen estudiantes de oceanografía de programas de educación superior no solo en Colombia, sino en otros países hispanoparlantes. Su diseño permite al estudiante formar conceptos básicos relacionados con la termodinámica aplicada en el océano y la atmósfera. El lenguaje del libro se mantiene lo más sencillo posible, de tal forma que el estudiante, durante el desarrollo de sus cursos, o incluso después de culminados, pueda regresar a visitar los diferentes capítulos de esta obra a clarificar y recordar conceptos que son de permanente uso en el estudio de los océanos y las dinámicas que lo gobiernan.

Finalmente, quiero expresar el reconocimiento de la comunidad científica y académica hispanoparlante de las ciencias de la tierra a los autores, quienes han logrado cosechar con su dedicación y esfuerzo una obra que siendo muy completa, además mantiene una sencillez de conceptos que la enriquecen y facilitan su uso. Debo hacer igualmente un reconocimiento a la Escuela Naval de Cadetes “Almirante Padilla” y en particular a la Facultad de Oceanografía Física, por apoyar este importante esfuerzo, para poner a disposición de los estudiantes, profesores e investigadores estas notas de clase, que servirán de guía para el estudio de la termodinámica en el océano y la atmósfera de las generaciones presentes y futuras.

Capitán de Navío Rafael Ricardo Torres Parra
Decano Académico Escuela Naval de Cadetes “Almirante Padilla”

Presentación

La termodinámica es la rama de la ciencia que se ocupa de los principios de la transformación de la energía en los sistemas macroscópicos, en otras palabras estudia los procesos de transformación de calor en otras formas de energía. El océano se puede ver como un sistema disipativo abierto conectado con su entorno a través del intercambio de flujos de calor y agua. Ese entorno consiste de otros componentes del sistema terrestre: atmósfera, la superficie terrestre y la criósfera.

El clima de la Tierra y su distribución regional está influenciado por la temperatura del agua oceánica, encontrándose en un régimen casi estacionario, manteniéndose en equilibrio dinámico la energía que recibe del Sol y la que la Tierra re-emite al espacio, sin cambios bruscos y/o amplios de temperatura debido al transporte de energía del Ecuador hacia los Polos a través de la circulación general del océano y de la circulación de la atmósfera. Esta es la importancia de su estudio.

Termodinámica para oceanógrafos nace del curso del mismo nombre en el programa de Oceanografía de la Escuela Naval de Cadetes “Almirante Padilla”, por sugerencia de varios de los guardiamarinas con los que tuvimos la oportunidad de compartir en este curso desde 2007. Uno de ellos es la ahora TF Diana Sánchez, quien insistió en que era completamente necesario para los estudiantes de oceanografía tener un libro guía acorde a las necesidades y exigencias del programa. Con el apoyo del Sr. Decano Académico CN Mauricio Moreno Achury y del Sr. Decano de la Facultad de Oceanografía Física CF Samuel Rivera, en 2008 se inicia la tarea de escribir el presente libro.

Con la aprobación del proyecto de investigación “Estudio de espectros de olas en el mar Caribe y evaluación de su influencia en la dinámica de embarcaciones navales” se toma la iniciativa de incluir algunos de los resultados en el libro. La intención es dar al lector una introducción a la termodinámica del océano y la atmósfera, como precedente al estudio de la interacción océano-atmósfera, otro de los cursos del Programa de Oceanografía Física y de la Maestría en Oceanografía ofrecidos por la Escuela Naval de Cadetes “Almirante Padilla”.

El capítulo 1 del libro nos muestra la composición, estructura y estado de la atmósfera y el océano. El capítulo 2 trata sobre la primera y segunda ley de la termodinámica, terminando en los procesos adiabáticos en la atmósfera y el océano. Los procesos de transferencia de calor se encuentran en el capítulo 3. En concordancia con los capítulos 3 y 4, el quinto trata de los procesos termodinámicos en el aire húmedo. En el capítulo 5 encontraremos los criterios de estabilidad en el océano y la atmósfera. Los capítulos 6 y 7 tratan de la capa límite planetaria y los flujos de calor, respectivamente; al estudiar los procesos en la capa próxima a la Tierra,

empleando la teoría de similitud, basada en la semejanza (primero geométrica, luego física) y el razonamiento físico, cuyo principio involucra el análisis de dimensiones. Encontrándose en estos capítulos resultados del proyecto de investigación ya mencionado.

Los autores estamos agradecidos con el apoyo del Sr. Decano Académico de la Escuela Naval de Cadetes "Almirante Padilla" CN Rafael Ricardo Torres Parra y del Sr. Decano de la Facultad de Oceanografía Física CF Nelson Murillo Gómez y en general de los miembros de la Facultad, para que este libro fuese por fin una realidad. Finalmente, a las familias, toda vez que es tiempo que ellos ceden en beneficio de la academia.

Tabla de Contenido

Capítulo 1. Composición, Estructura y Estado de la Atmósfera y el Océano..... 9

1.1	Introducción.....	11
1.2	Composición de la Atmósfera.....	14
1.2.1	Vapor de Agua.....	14
1.2.2	Dióxido de Carbono.....	15
1.2.3	Metano.....	17
1.2.4	Ozono.....	17
1.3	División de la Atmósfera.....	17
1.3.1	Distribución térmica de la atmósfera.....	17
1.4	Composición del Océano	19
1.5	Presión.....	21
1.6	Densidad.....	23
1.7	Temperatura.....	24
1.8	Ecuación de estado para el aire.....	25
1.9	Ecuación de estado para el agua marina.....	29
1.10	Coeficientes de Compresibilidad y Expansión.....	31
1.11	Equilibrio Hidrostático.....	32
1.11.1	Fuerza de Gradiente de Presión.....	32
1.11.2	Equilibrio Hidrostático.....	34

Capítulo 2. Primera y Segunda Ley de la Termodinámica.....41

2.1	Introducción.....	43
2.2	Trabajo, Energía Interna y Calor.....	43
2.2.1	Trabajo.....	43
2.2.2	Calor.....	44
2.2.3	Conservación de la Energía.....	47
2.3	Primera Ley de la Termodinámica.....	48
2.3.1	Diferenciales Exactas.....	51
2.3.2	Calores específicos a presión y volumen constante.....	51
2.3.3	Aplicaciones de la primera ley de la termodinámica a gases ideales.....	52
2.4	Entropía.....	54
2.5	Segundo Principio de la Termodinámica.....	57
2.6	Calor específico para el aire y el agua marina.....	58
2.7	Procesos adiabáticos en la atmósfera.....	60
2.8	Procesos adiabáticos en el océano.....	63

Capítulo 3. Procesos de Transferencia Calor.....	67
3.1 Introducción.....	69
3.2 Energía Radiante.....	69
3.3 Transferencia Radiativa.....	73
3.4 Transporte Turbulento.....	76
Capítulo 4. Procesos Termodinámicos del Aire Húmedo.....	81
4.1 Introducción.....	83
4.2 Primera y Segunda Ley Combinadas.....	83
4.3 Enfriamiento Isobárico.....	86
4.4 Refrigeración y Humectación por Evaporación del Agua.....	88
4.5 Saturación por Mezcla Adiabática Isobárica.....	89
4.6 Enfriamiento Adiabático Saturado.....	90
Capítulo 5. Estabilidad Estática en la Atmósfera y el Océano.....	95
5.1 Introducción.....	97
5.2 Criterios de Estabilidad.....	97
5.3 Estabilidad de la atmósfera Saturada.....	101
Capítulo 6. Capa Límite Planetaria.....	103
6.1 Introducción.....	105
6.2 Capa Superficial Atmosférica.....	106
6.3 Parámetro de Rugosidad.....	107
6.3.1 Relación entre la rugosidad superficial y las olas.....	108
6.4 Perfiles y Flujos.....	110
6.4.1 Perfil Logarítmico del Viento.....	111
6.5 Teoría de semejanza de Monin-Obukhov.....	112
6.5.1 Corrección de los Perfiles con el Flujo de Boyanza.....	114
6.6 Resultados de Investigación - “Aplicaciones en el Mar Caribe”.....	114
6.6.1 Estudio de la influencia de la estratificación térmica.....	115
6.6.2 Estudio de los perfiles de viento y el parámetro de rugosidad.....	116
Capítulo 7. Flujos de Calor.....	133
7.1 Introducción.....	135
7.2 Balance de Calor Oceánico.....	135
7.3 Flujo de Calor Sensible.....	136
7.3 Flujo de de Calor Latente.....	137
7.4 Flujos de Calor en el Mar Caribe.....	139

CAPÍTULO 1.
Composición, estructura y estado
de la Atmósfera y el Océano

1.1 Introducción

La termodinámica es una de las piedras angulares y glorias supremas de la física clásica. Tiene aplicaciones en la física, la química y las ciencias de la Tierra, al igual que en temas tan diversos como la biología y la economía. La Termodinámica juega un papel importante en nuestra comprensión cuantitativa de los fenómenos atmosféricos y oceánicos que van desde los más pequeños procesos de microfísica de nubes a la circulación general de la atmósfera y del océano.

La Termodinámica trata ampliamente con la conservación y conversión de varias formas de energía, y las relaciones entre energía y los cambios en las propiedades de la materia. Los conceptos de la termodinámica clásica se desarrollan desde observaciones de propiedades macroscópicas de sistemas físicos, químicos y biológicos. En los inicios del siglo XX, se hizo evidente que las leyes empíricamente derivadas de la termodinámica son deducibles por la aplicación de principios de la mecánica clásica y cuántica de los átomos, lo que se conoce como la *termodinámica estadística o mecánica estadística*. La aplicación de la termodinámica de la atmósfera y el océano en este texto, se basa en la termodinámica clásica para describir lo que sucede en un proceso termodinámico, mientras que se usa la vista molecular de la termodinámica estadística para aumentar nuestra comprensión del ¿por qué necesitamos la comprensión de la termodinámica para estudiar la atmósfera y los océanos? Entre otras razones podemos anotar, las siguientes:

- a) Las fuerzas que impulsan los movimientos de la atmósfera y el océano son creados por el calentamiento diferencial de la superficie de la Tierra y de la atmósfera, a causa del sol. Debido a la forma esférica de la Tierra y la inclinación del eje, los trópicos reciben más energía que los polos. Además, la capacidad calorífica del agua, de la tierra y del aire son muy diferentes, como lo es la eficiencia con la que absorben la radiación solar. El calentamiento diferencial que abarca una amplia gama de escalas espaciales crea desequilibrios termodinámicos que a su vez crean los vientos y las corrientes oceánicas, la atmósfera, sistema oceánico intentos de volver al equilibrio termodinámico.
- b) Los cambios de fase del agua resultan de la atmósfera en la formación de nubes y precipitaciones. Asociadas con la formación de nubes y las precipitaciones están la liberación de calor latente y las modificaciones de transferencia de radiación atmosférica. La congelación y deshielo de agua de mar en las latitudes altas influye profundamente en la manera en que el calor se intercambia entre la atmósfera y el océano.
- c) El tratamiento contable de los intercambios de calor en la atmósfera y el océano es esencial en cualquier modelo de predicción de los océanos y/o la atmósfera, por cualquier escala del espacio o tiempo que se considere.
- d) La retroalimentación termodinámica de la atmósfera y los océanos es fundamental para entender el cambio climático. Por ejemplo, el aumento de la concentración de dióxido de carbono en la atmósfera tiende a calentar el planeta. Sin embargo, los cambios en

la cantidad y la fase de agua en la atmósfera y la superficie de la tierra causada por una elevación térmica que puede mitigar el mismo calentamiento.

Para comenzar nuestro análisis de la termodinámica, son necesarias algunas definiciones.

Sistema termodinámico. Un sistema termodinámico es una cantidad definida de materia que puede intercambiar energía con su entorno mediante la realización de un trabajo mecánico o mediante la transferencia de calor a través de la frontera.

Los sistemas termodinámicos pueden ser abiertos o cerrados, dependiendo de si intercambia o no materia/energía con su entorno. Un sistema se dice que está aislado, si no intercambia cualquier tipo de energía con su ambiente. El ambiente comprende los alrededores del sistema termodinámico. Los sistemas termodinámicos que se abordan en este texto son partes de aire o agua de mar sometidas a transformaciones, por lo que son sistemas abiertos. En aras de la simplicidad, a veces se tratará a las porciones de la atmósfera y los océanos como sistemas cerrados (son una aproximación razonable), si los volúmenes son lo suficientemente grandes como para no tener en cuenta los intercambios con el entorno o si el entorno tiene las mismas propiedades que el sistema.

Variable de estado. Una variable de estado termodinámico es una cantidad que especifica el estado termodinámico de una sustancia (por ejemplo, la temperatura). Para un sistema cerrado, la masa y composición química definen el sistema en sí, y el resto de las propiedades definen su estado. Para un sistema homogéneo de composición constante, hay tres variables que describen el estado de la sustancia, sólo dos de las cuales son independientes. Estas variables son la presión P , el volumen V , y la temperatura T . Si se conocen dos de las tres variables termodinámicas, entonces el valor de la tercera será fija, porque las variables se relacionan de una manera definida. Así, para un sistema homogéneo tenemos la siguiente *ecuación de estado* sobre las tres variables:

$$f(P,V,T) = 0$$

Para un gas ideal, tenemos la ecuación:

$$PV = nRT$$

Donde n es el número de moles y R es la constante universal de los gases.

Variables Termodinámicas. Las variables termodinámicas y las funciones derivadas de esas variables son llamadas extensivas si dependen de la masa (por ejemplo, el volumen interior o la energía), e intensivas si no dependen de la masa y se pueden definir para cada punto del sistema (por ejemplo, la temperatura, la densidad). Usaremos, con algunas excepciones (como la temperatura), mayúsculas para representar las variables extensivas y minúsculas para las variables intensivas. Las variables intensivas son

especialmente ventajosas en el estudio de las atmósferas y los océanos, ya que hacen un seguimiento del número de moles, masa, etc., innecesario en estos grandes sistemas termodinámicos.

Lo central de la descripción de un sistema termodinámico es su composición química y su estado físico.

Temperatura. Es una medida de la energía cinética promedio de las moléculas del medio. Dicho movimiento produce choques (elásticos, inelásticos). Físicamente hablando, es una magnitud escalar relacionada con la energía interna de un sistema termodinámico. Más específicamente, esta última está relacionada directamente con la parte de la energía interna conocida como “energía sensible”, que es la energía asociada a los movimientos de las partículas del sistema, sea en un sentido traslacional, rotacional, o en forma de vibraciones. A medida que es mayor la energía sensible de un sistema, se observa que su temperatura es mayor.

En el caso de un sólido, los movimientos en cuestión resultan ser las vibraciones de las partículas en sus sitios dentro del sólido. En el caso de un gas ideal monoatómico se trata de los movimientos traslacionales de sus partículas (para los gases multiatómicos los movimientos rotacional y vibracional deben tomarse en cuenta también).

Calor. El calor es la transferencia de energía térmica desde un sistema a otro de menor temperatura.

Su concepto está ligado al Principio Cero de la Termodinámica, según el cual dos cuerpos en contacto intercambian energía hasta que su temperatura se equilibre. El calor siempre se transfiere entre diferentes cuerpos o diferentes zonas de un mismo cuerpo que se encuentran a diferentes temperaturas. Así mismo, el flujo de calor siempre ocurre desde el cuerpo de mayor temperatura hacia el cuerpo de menor temperatura, ocurriendo la transferencia de calor hasta que ambos cuerpos se encuentren en equilibrio térmico.

El calor que puede intercambiar un cuerpo con su entorno depende del tipo de transformación que se efectúe sobre ese cuerpo y por tanto depende del cambio. Es de anotar que *los cuerpos no tienen calor*, sino energía interna. El calor es la transferencia de parte de dicha energía interna (energía térmica) de un sistema a otro, con la condición de que estén a diferente temperatura.

La unidad de medida del calor en el Sistema Internacional de Unidades es la misma que la de la energía y el trabajo: *el Joule*.

1.2 Composición de la Atmósfera

La atmósfera terrestre es la capa gaseosa que envuelve a la Tierra y se mantiene ligada a esta gracias a su tamaño y a su posición en el sistema solar. Su tamaño es tal que la atracción gravitacional es la justa para que ni se desprenda, ni nos aplaste, y la distancia al Sol la junta, igualmente, para que su superficie no aumente ni disminuya de temperatura de manera exagerada, permitiendo de este modo, albergar muy diversas formas de vida.

Las proporciones relativas de los gases que componen la atmósfera se mantienen invariables hasta unos 70 Km aproximadamente, siendo el Nitrógeno y el Oxígeno aproximadamente el 99%. El 1% restante está compuesto por anhídrido carbónico, hidrógeno, metano, óxidos de nitrógeno, ozono, anhídrido sulfuroso, yodo, cloruro sódico, amoníaco, óxido de carbono y gases nobles como el Neón, Helio, Kriptón y Xenón. Otro elemento de gran importancia es el vapor de agua que se encuentra en las capas bajas de la atmósfera, el cual es mucho más variable que los antes mencionados, espacial y temporalmente hablando; variando su proporción entre el 0 y el 4%, es determinante en lo que se denomina como *tiempo atmosférico*. En la Tabla 1 se puede observar la constitución gaseosa de la atmósfera.

A partir de los 70 Km y hasta los 130 Km aproximadamente, los rayos ultravioleta rompen la molécula de oxígeno aumentando la proporción de este gas hasta llegar a un 33%, y disminuyendo, lógicamente la proporción de nitrógeno hasta un 67%. Por encima de 110 Km (*homósfera*), la atmósfera terrestre está bien mezclada por movimientos turbulentos del aire, consecuentemente, la composición y concentración de los gases pasivos constituyentes son considerablemente constantes con la altura. Es a partir de los 300 Km aproximadamente, cuando comienza la ionización del nitrógeno, alcanzando la proporción del 80% y bajando la del oxígeno al 20%.

Por encima de la homósfera, la composición de la *heterósfera* (exosfera) es tema de la estratificación difusa por el peso molecular de los gases y fuertes alteraciones químicas y fotoquímicas.

1.2.1 Vapor de Agua

Las mayores concentraciones de vapor de agua se encuentran cerca del Ecuador, sobre los océanos y los bosques tropicales. En las áreas frías polares y en los desiertos continentales subtropicales el volumen de vapor de agua se puede aproximar a cero por ciento. El vapor de agua tiene varias funciones importantes en nuestro planeta:

- Redistribuye el calor sobre la Tierra a través del intercambio de energía de calor latente.
- La condensación del vapor de agua crea precipitación que cae sobre la superficie terrestre, proveyendo de agua fresca a las necesidades de las plantas y los animales.
- Ayuda a “calentar” la atmósfera debido al efecto invernadero que produce en conjunto con otros gases.

Tabla 1. Composición promedio de la atmósfera a una altura de 25 Km.

Nombre del Gas	Símbolo	Peso Molecular	Concentración %
Nitrógeno	N ₂	28.013	78.08
Oxígeno	O ₂	32.00	20.95
*Vapor de Agua	H ₂ O	18.02	0 to 4
Argón	Ar	39.95	0.93
*Dióxido de Carbono	CO ₂	44.01	0.0360
Neón	Ne	20.18	0.0018
Helio	He	4.00	0.0005
*Metano	CH ₄	16.04	0.00017
Hidrógeno	H ₂	2.02	0.00005
*Óxido Nitroso	N ₂ O	56.03	0.00003
*Ozono	O ₃	48.00	0.000004

* Gases de Composición Variables. Llamados gases de efecto invernadero.
Modificado de: <http://www.physicalgeography.net/fundamentals/7a.html>

Es de notar que a pesar de que el peso molecular del vapor de agua es inferior al de otros gases que componen la atmósfera, el 90% de él se encuentra en las proximidades del suelo, prácticamente dentro de la tropósfera, aunque se puede encontrar también en la parte inferior de la estratósfera.

Así como se mencionó anteriormente, la distribución varía tanto espacial como temporalmente. En la figura 1 se muestra la variación del vapor de agua para distintas latitudes. Es de anotar también que su proporción disminuye con la altura.

1.2.2 Dióxido de Carbono

El dióxido de carbono es un importante gas de efecto invernadero. Este gas se intercambia de forma natural entre la atmósfera y las formas de vida terrestre a través de los procesos de respiración y fotosíntesis.

El volumen de este gas se ha incrementado por encima de un 30% en los últimos tres siglos. Este incremento se debe principalmente a la quema de combustible fósiles, deforestación y otras formas de uso del suelo.

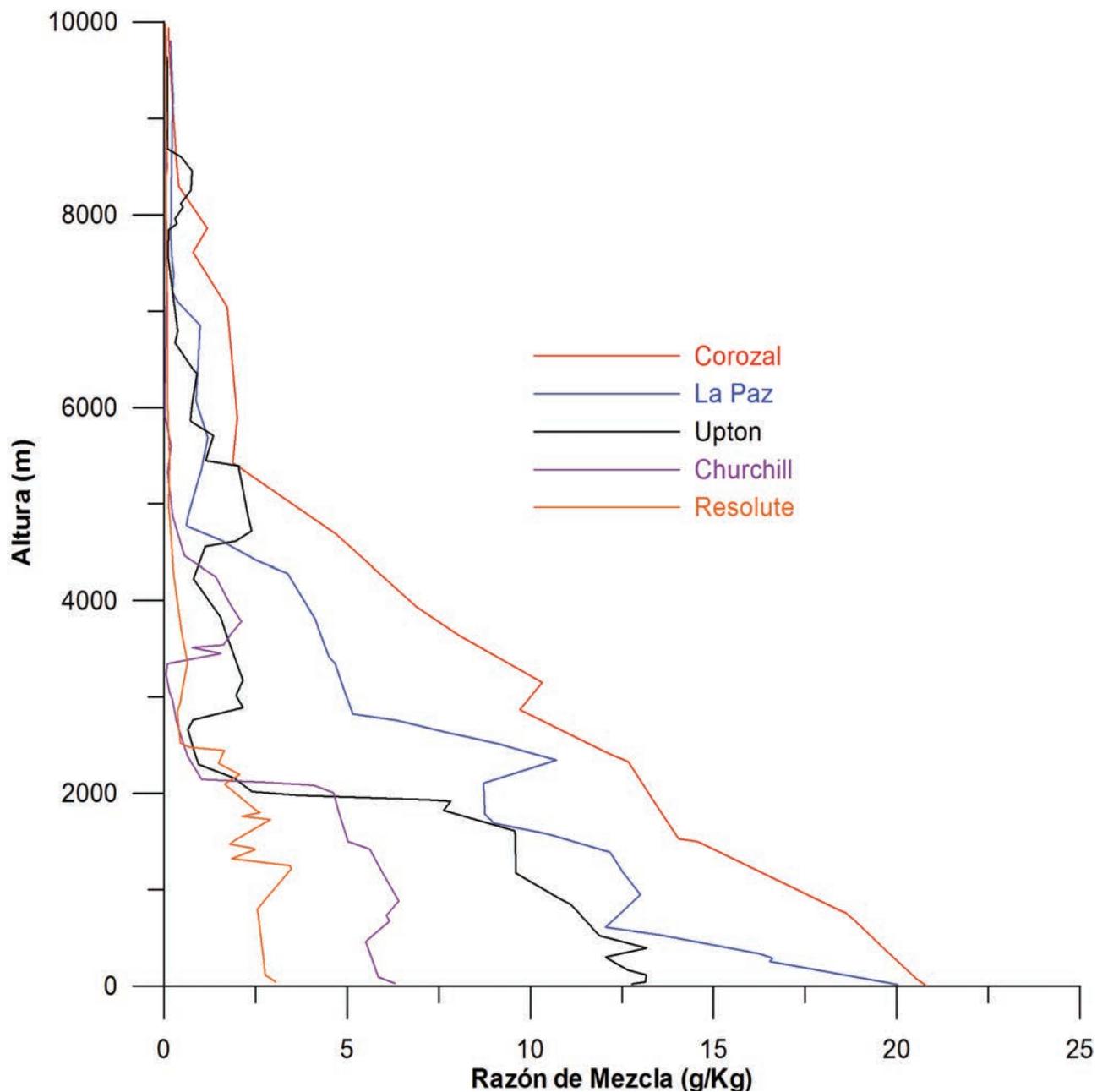


Figura 1. Perfiles de razón de mezcla de vapor de agua atmosférico (30-Ago-2015). El vapor de agua disminuye, conjuntamente, con la altura y con la latitud. Radiosondeos realizados por la Universidad de Wyoming en las ciudades de Corozal (8.98N, 79.58W, Col), La Paz (24.17N, 110.3W, Mex), Upton (40.87N, 72.86W, USA), Churchill (58.73N, 94.08W, Can), Resolute (74.70N, 94.97W, Can). Cada uno representa latitudes bajas, medias y altas, respectivamente. Los datos se pueden obtener de la página <http://weather.uwyo.edu/upperair/sounding.html>.

1.2.3 Metano

El metano es un fuerte gas de efecto invernadero. Desde 1750, las concentraciones de metano en la atmósfera se han incrementado en más de 150%.

Las principales fuentes de adición de metano a la atmósfera son (en orden de importancia): cultivos de arroz, excremento de animales domésticos, termitas, rellenos sanitarios, minas de carbón y la extracción de petróleo y gases.

1.2.4 Ozono

El papel del ozono en el reforzamiento del efecto invernadero ha sido difícil de determinar.

Las concentraciones de ozono se encuentran en dos diferentes regiones de la atmósfera terrestre. La mayoría del ozono (cerca del 97%) encontrado en la atmósfera se concentra en la estratósfera a una altitud de 15 a 55 Km sobre la superficie terrestre. Este ozono estratosférico provee un importante servicio a la vida sobre la Tierra dado que absorbe la peligrosa radiación ultravioleta.

Las mediciones satelitales han indicado que la zona desde los 65° N a los 65° S de latitud han tenido un decremento de 3% del ozono estratosférico desde 1978.

1.3 División de la Atmósfera

La estructura de la atmósfera puede ser descrita bajo criterios distintos, dependiendo de los parámetros elegidos para ello. Como lo es el objeto de este texto, la estructura térmica podemos considerarla como una de las más importantes por sus implicaciones meteorológicas. Otras de las divisiones pueden ser: la eléctrica, la físico-química, la composición química.

1.3.1 Distribución térmica de la atmósfera

Tomando la temperatura como base, la atmósfera tiene en las siguientes capas, separadas por sus correspondientes capas de transición: Tropósfera, Estratósfera, Mesósfera, Termósfera, Exósfera.

En la figura 2 podemos observar la mencionada división.

1.3.1.1 Tropósfera

La tropósfera es la capa más inestable de la atmósfera y en su seno tienen lugar la mayor parte de los fenómenos meteorológicos. Esto es fundamentalmente debido a que en ella se encuentra el 90% del vapor de agua y los núcleos de condensación necesarios para la formación de las nubes, a causa de las variaciones de temperatura de unos lugares a otros y a los movimientos de las masas de aire en el entorno. La disminución de temperatura cesa alcanzando cierto nivel que constituye su límite superior, siguiendo a continuación una superficie de separación llamada tropopausa, la cual es una capa de transición entre la tropósfera y la estratósfera, que se encuentra en el Ecuador a una altitud ~18 Km con una temperatura de ~80°C, en latitudes medias a una altitud ~13 Km y ~-65°C de temperatura y en los polos ~8 Km de altitud y una temperatura ~50°C.

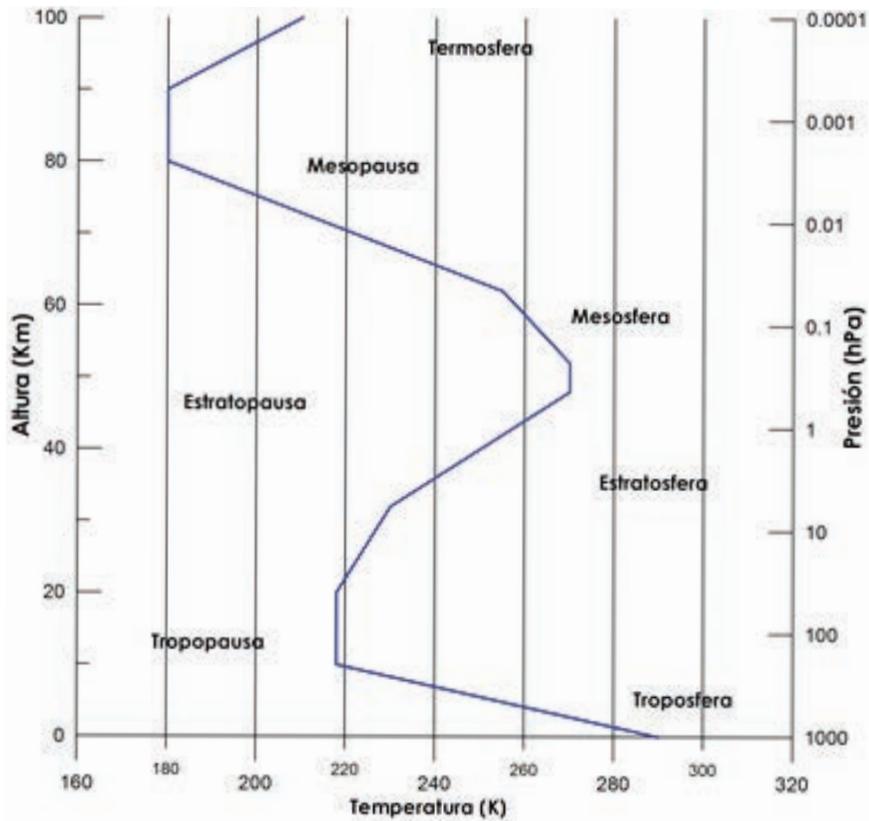


Figura 2. Perfil vertical de temperatura de una atmósfera estándar.

1.3.1.2 Estratósfera

Es la capa ubicada encima de la tropopausa y se extiende hasta una altitud aproximada de 50 Km. Su nombre proviene de la estratificación causada por la ausencia de movimientos verticales del aire. En esta capa de la atmósfera, debido a la presencia de ozono, el enfriamiento tiene lugar en sentido inverso de la tropósfera, ya que este absorbe parte de la radiación ultravioleta solar en sus niveles altos, impidiendo que alcance los inferiores. En esta capa (entre 20 a 25 Km de altitud) se encuentra concentrada la mayor cantidad de ozono. Su límite superior está ubicado a unos 50 Km, con una temperatura aproximada de 18°C.

1.3.1.3 Mesósfera

Se extiende desde los 50 Km a los 85 Km de altitud. Su temperatura disminuye lentamente, pero a partir de los 65 Km lo hace con una mayor rapidez, hasta llegar a los - 100°C aproximadamente.

1.3.1.4 Termósfera

La característica principal de esta capa es el aumento continuo de su temperatura, el cual se produce por la absorción de la radiación extrema ultravioleta ($\lambda < 100$ nm) por el nitrógeno y el oxígeno molecular, así como por la baja densidad del aire a estas altitudes. Esto que hace que la temperatura se eleve rápidamente con la altura, alcanzando valores aproximados de 800°C a unos 500 Km de altitud.

1.3.1.5 Exósfera

Se extiende más allá de los 1000 Km y está formada por una capa de helio y otra de hidrógeno.

1.4 Composición del Océano

La principal característica que diferencia el agua de mar del agua pura es la presencia de sales disueltas, o su salinidad. Para nuestros propósitos, una sal se define como una sustancia que forma iones en una solución de agua. Las sales disueltas representan cerca del 3.5% del peso del agua de mar. La Tabla 2 lista los elementos que conforman el 99.9% de los constituyentes disueltos en el agua marina. Juntos, la cantidad de sodio y cloruro suman aproximadamente, el 90% de la salinidad de los océanos. Aunque la cantidad total de sales disueltas pueden variar con el tiempo y el lugar, la contribución fraccional de los iones principales a la salinidad total del océano permanece aproximadamente constante.

En la práctica, la salinidad es difícil de medir. Sin embargo, el descubrimiento de la constancia en la proporcionalidad de los elementos mayores realizado por Marcet ayudó a superar esta dificultad. Esta observación, que se denomina “Principio de Marcet” o “la regla de las proporciones constantes” postula que “independientemente de que la salinidad pueda variar de un lugar a otro, los elementos mayores del agua de mar en océano abierto, se encuentran en proporciones constantes entre sí”¹. Por lo tanto, la determinación de la salinidad se podría hacer a través de la medición química de su componente más importante, el cloruro. De esta manera, en términos generales, se definió la clorinidad como la cantidad total en gramos de iones cloruros más los bromuros y yoduros transformados en sus equivalentes químicos de cloruro, contenidos en un kilogramo de agua de mar.

La salinidad en sus inicios, fue definida por Knudsen (1901) como la cantidad total en gramos de minerales sólidos disueltos contenidos en un kilogramo de agua de mar, si todos los carbonatos se convierten en óxidos, todos los bromuros y los yoduros en cloruros, y todas las sustancias orgánicas se queman con la temperatura de 480°C. Hacia 1902, la relación entre la salinidad y la clorinidad se determinó de la siguiente manera:

$$S \text{ ‰} = 0.03 + 1.805 \text{ Cl ‰} \text{ (Knudsen, 1902)} \quad (1)$$

Durante la década de los años 60 se ajustó la relación entre la clorinidad y la salinidad, la cual quedó dada por la relación:

$$S \text{ ‰} = 1.80655 \text{ Cl ‰} \text{ (UNESCO, 1963)} \quad (2)$$

En 1978, cuando las técnicas físicas para determinar la salinidad a partir de medidas de conductividad eléctrica y temperatura se desarrollaron, la definición de la salinidad se revisó de nuevo. La “Escala Práctica de Salinidad” define la salinidad en términos de una relación

¹ Existen excepciones a esta regla. Ver *Libes, S. 2009. Introduction to Marine Biogeochemistry. 2nd Edition. John Willey & Sons. Pags. 38 – 42.*

Tabla 2. Concentración promedio de los principales iones constituyentes en el agua marina.

Constituyente	g/Kg de agua marina	Porcentaje de material disuelto %
Cloro	19.353	22.0
Sodio	10.760	30.6
Sulfato	2.712	7.7
Magnesio	1.294	3.7
Calcio	0.413	1.6
Potasio	0.387	1.1
Bromo	0.142	0.4
Bicarbonato	0.067	0.189
Estroncio	0.013	0.038
Boro	0.026	0.075
Flúor	0.001	0.003

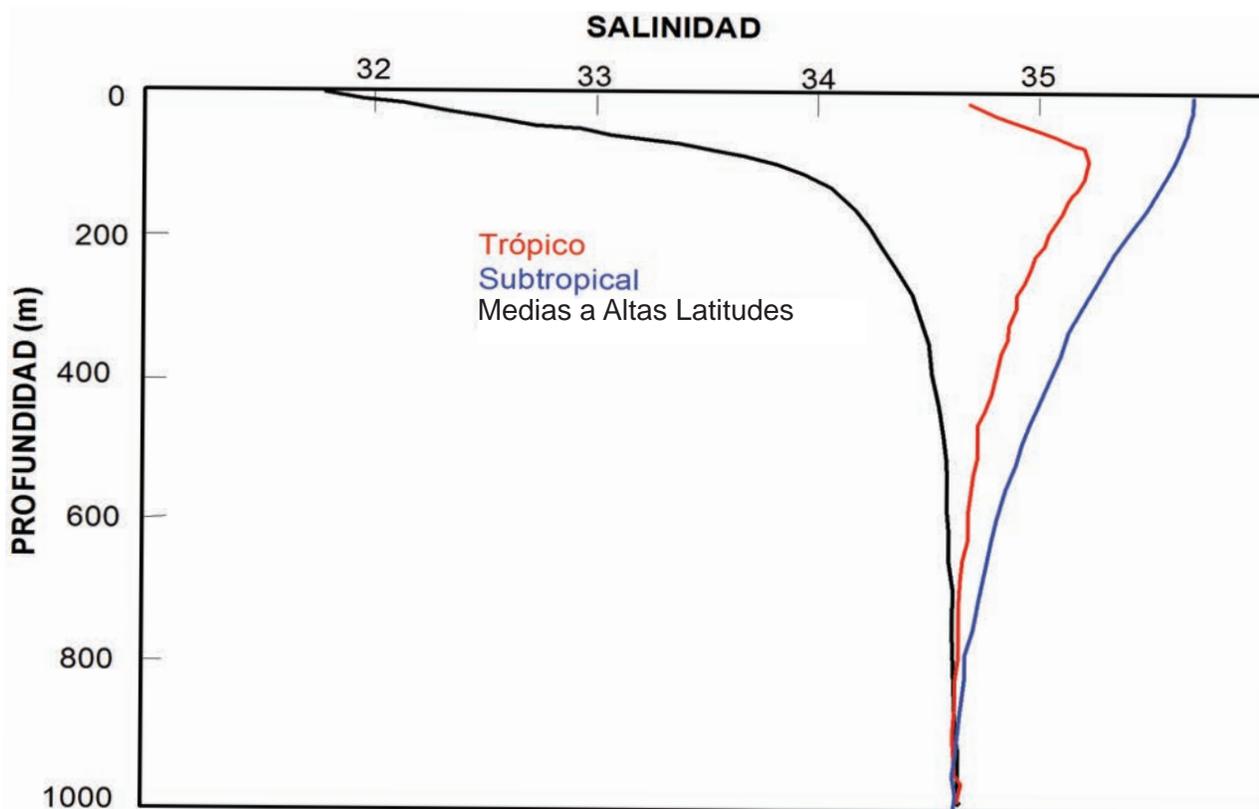


Figura 3. Perfil promedio anual de salinidad de los océanos en la capa superior del océano. Salinidades altas cerca de la superficie se observan en latitudes subtropicales debido a la evaporación del agua dulce del mar superior a las precipitaciones en estas regiones. En las latitudes donde la precipitación excede a la evaporación, y por lo tanto el flujo de agua dulce en el océano es positivo, las salinidades son relativamente bajas. En las profundidades del océano, la salinidad varía poco con la latitud, debido a la evaporación y la precipitación los principales mecanismos que influyen en la salinidad superficial. (Datos de Levitus, 1982.)

entre conductividades de una muestra de agua de mar con una solución estándar de KCl (cloruro de potasio) con una concentración de 32.4356 gKg^{-1} a $15 \text{ }^\circ\text{C}$ y 1 atm de presión.

La salinidad práctica es una razón y por lo tanto no tiene unidades, pero se suele utilizar la denominación “psu” que en castellano significa “unidad práctica de salinidad”.

En la sección 1.9 hablaremos de la salinidad absoluta derivada de la Ecuación termodinámica del agua de mar – 2010,” o “TEOS-10”.

La salinidad media de los océanos del mundo es de 34.7. La salinidad en mar abierto se encuentra aproximadamente en el rango de 33 a 38. Los valores más altos de salinidad se producen en regiones de alta evaporación, tales como el Mediterráneo y el Mar Rojo, donde los valores de salinidad llegan tan altos como 39 y 41, respectivamente. Perfiles de salinidad media anual y zonal se muestran en la Figura 3. La salinidad es grande en las latitudes subtropicales, porque la evaporación supera la precipitación y deja el agua enriquecida con sal. La salinidad es baja en los trópicos y las latitudes medias, donde la precipitación es alta. La salinidad del Océano Atlántico Norte promedio es de 37.3, en comparación con la salinidad del Océano Pacífico Norte de 35.5.

Además de sales disueltas, en el agua de mar también se han disuelto gases (por ejemplo, oxígeno, dióxido de carbono y dióxido de azufre) y una variedad de partículas en suspensión (por ejemplo, el suelo, los aerosoles atmosféricos y las partículas biogénicas).

1.5 Presión

La presión se define como fuerza por unidad de área $p = F/A$. La principal fuerza que contribuye a la atmósfera y al océano es la atracción gravitacional². La masa por unidad de área de la atmósfera es aproximadamente 10^4 Kg m^{-2} , y como la aceleración debida a la gravedad es aproximadamente 10 m s^{-2} , la presión atmosférica superficial es cerca de $p_0 = 10^5 \text{ Pa}$.

Como la masa de los océanos del mundo es alrededor de 270 veces la masa de la atmósfera, las presiones en el océano son sustancialmente mayores que las de la atmósfera. La presión en cualquier punto en el océano es la suma de la presión atmosférica más el peso de los océanos en una columna por encima del punto por unidad de área.

La variación vertical de la presión atmosférica se muestra en la Figura 4; esta decrece exponencialmente con la altura, desde una presión al nivel medio del mar de 1013.25 hPa . Aproximadamente, el 90% del peso de la atmósfera se encuentra por debajo de 15 Km .

² Bannon et al. (1997) estiman que la presión en la superficie es menor en un 0.25% que el peso por unidad de área del resto de la atmósfera, debido a las fuerzas de presión lateral asociadas con la geometría curva de la superficie. Las aceleraciones verticales pueden también contribuir a la presión en la columna.

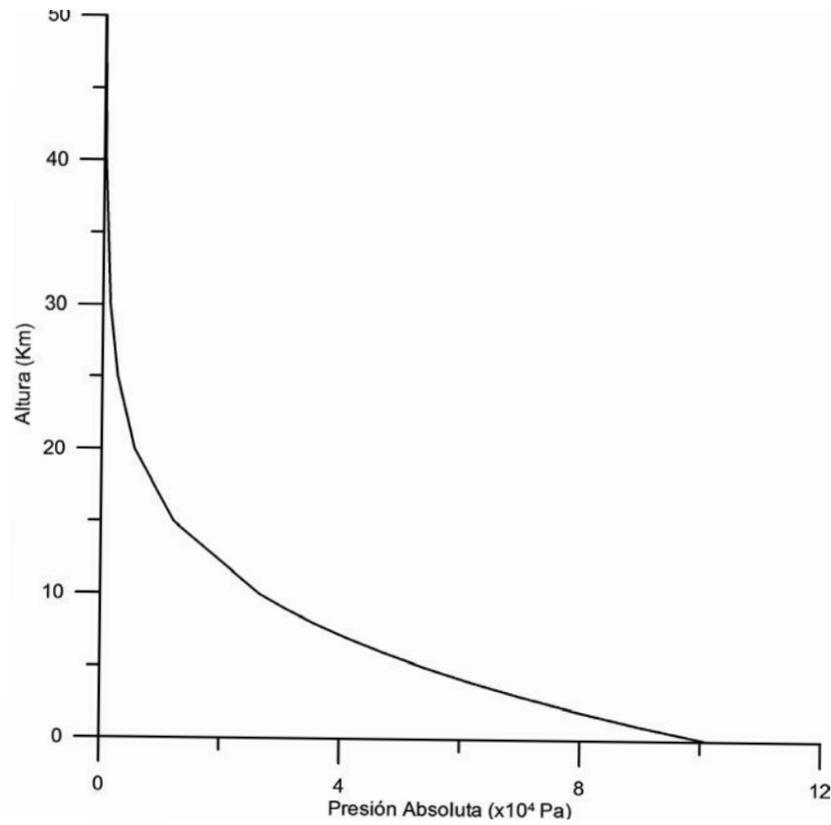


Figura 4. Variación de la presión atmosférica con la altura (U.S Estándar Atmosphere, 1976).

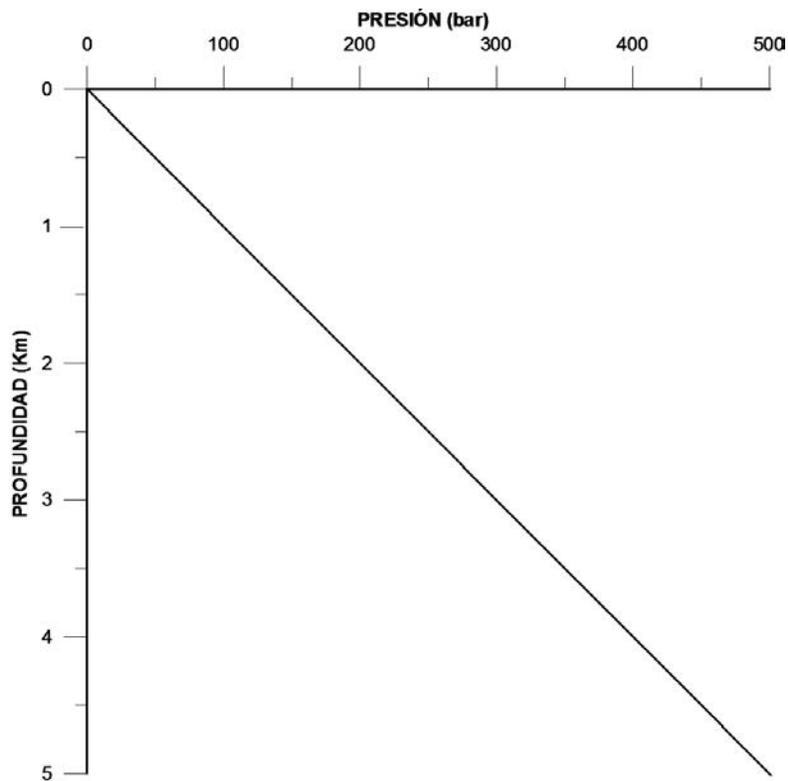


Figura 5. Variación vertical de la presión con la profundidad en el océano.

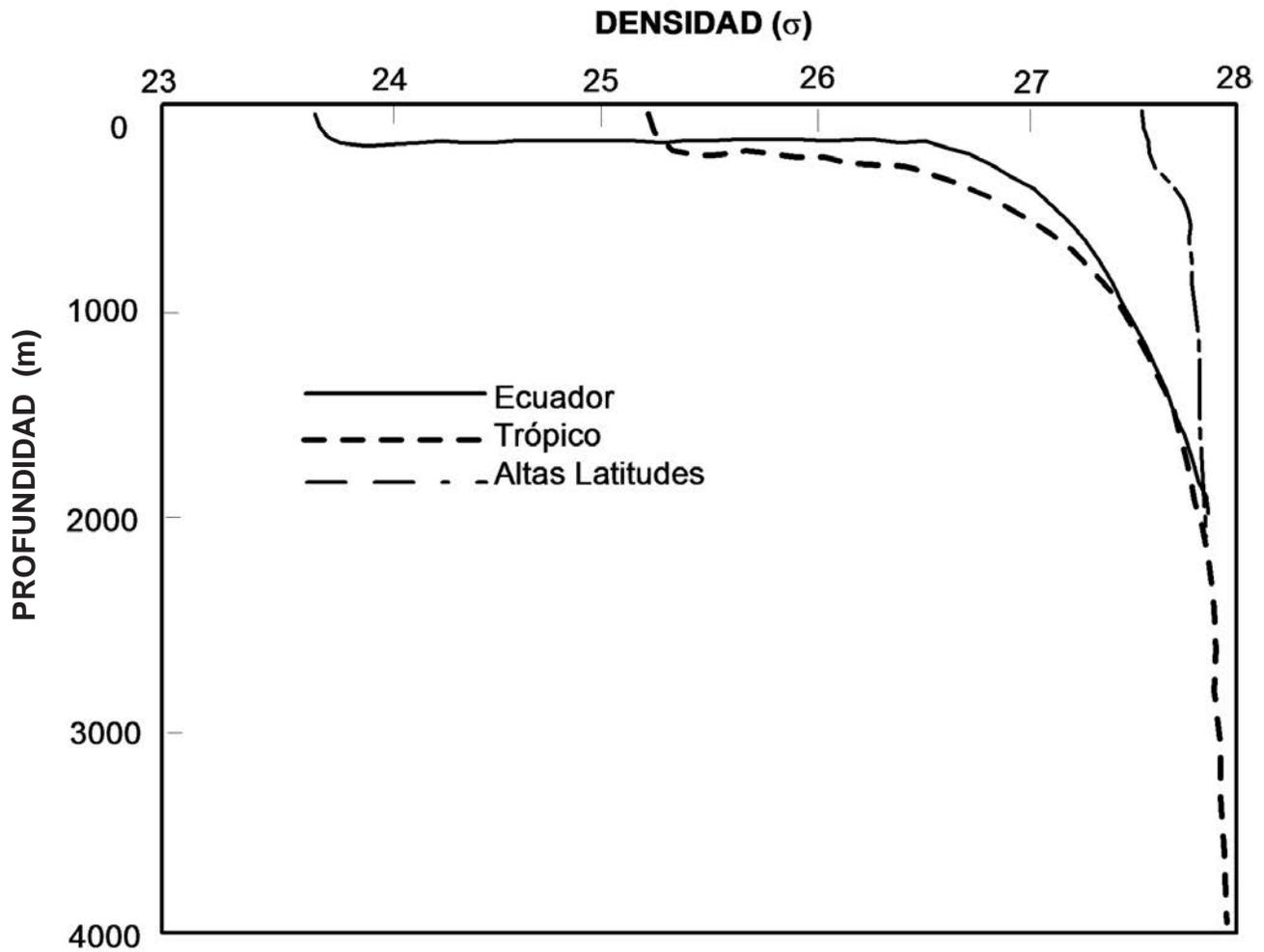


Figura 6. Perfil de densidad en el océano. Se observa como en el ecuador y a en los trópicos, la densidad se incrementa rápidamente con la profundidad debajo de una superficie somera de densidad casi constante. Esto se debe al rápido enfriamiento con la profundidad en estas regiones. (Datos de Levitus, 1982).

La variación vertical de la presión con la profundidad en el océano se muestra en la Figura 5, la cual es casi lineal.

Al tratar con la presión en los océanos, la presión atmosférica se resta y la presión en la superficie del mar se introduce como cero. Un aumento de 10 m de profundidad en el mar corresponde a un aumento de 10^5 Pa, lo que es cercano a 1 atm. Así, la presión a una profundidad de 1 km. en el océano es equivalente a aproximadamente 100 atm.

1.6 Densidad

Debido a los grandes volúmenes que caracterizan a la atmósfera y el océano, es mejor trabajar con un volumen intensivo. Este volumen, v , conocido como el volumen específico, viene

dado por $u = V/m$, de manera que las unidades de V son $m^3 \text{ Kg}^{-1}$. El volumen específico es el inverso a la densidad, ρ , que tiene unidades de Kg m^{-3} .

La figura 6 muestra la variación vertical de la densidad con la altura en la atmósfera. La densidad decrece con la altura de manera cuasi-exponencial, lo cual se relaciona con el decrecimiento de la presión.

El agua es casi tres órdenes de magnitud más densa que el aire. De aquí que la interface entre la atmósfera y el océano es muy estable. Como el agua es casi incompresible, los cambios de densidad en el océano son relativamente pequeños por efectos de los cambios de presión. La densidad del agua marina es función de la temperatura, salinidad y la presión. Es muy usual emplear la notación de la densidad de exceso σ :

$$\sigma = \rho - \rho_0 \quad (3)$$

El valor de la densidad de referencia es $\rho_0 = 1000 \text{ Kg m}^{-3}$, lo cual corresponde a la densidad del agua pura a 1 atm. de presión. La figura 6 muestra el perfil de σ para diferentes latitudes.

1.7 Temperatura

En el aparte 1.3.1 se habla de la composición térmica de la atmósfera.

En la figura 7 se muestra la estructura vertical de la temperatura de la atmósfera por debajo de 35 Km. En la atmósfera inferior, ligeramente por debajo de 10-20 km, la temperatura disminuye con la altura, excepto en las regiones polares, donde las temperaturas de superficie son relativamente frías. A una altura aproximada de 12 km en latitudes altas y a 17 km en los trópicos, se ve un punto de inflexión en el perfil de temperatura, esta es la tropopausa (la temperatura es casi constante).

En la figura 8 se muestra la distribución de la temperatura con la profundidad en el océano. En sub-regiones polares, grandes variaciones en la temperatura ocurren en los primeros 100 m (la capa de mezcla oceánica), debido a las fluctuaciones que la fuerzan desde la atmósfera. Entre unos 300 m y 1 km, la temperatura disminuye rápidamente con la profundidad. Esta región de fuerte gradiente de temperatura es la termoclina permanente, bajo la cual, prácticamente, no hay variación estacional y la temperatura disminuye gradualmente entre 0 y 3 °C. Una termoclina estacional a menudo se desarrolla por encima de la termoclina permanente. Fuertes variaciones latitudinales se observan especialmente en la capa superior del océano. En las altas latitudes no hay termoclina permanente porque la temperatura de la superficie del agua es sustancialmente fría, a menudo cubierta por el hielo del mar.

1.8 Ecuación de estado para el aire

Excepto cuando el vapor de agua está cerca de la condensación, el aire se observa que obedece la ley del gas ideal,

$$pV = nR^*T \quad (4)$$

La anterior, está escrita en forma extensiva, ya que el volumen V , y el número de moles n , son variables extensivas ($R^* = 8.314 \text{ J mol}^{-1} \text{ K}^{-1}$). Al aplicar la ley del gas ideal a la atmósfera, es conveniente escribirla en términos de variables intensivas. Esto se consigue dividiendo ambos lados de (4) por la masa, m , produciendo:

$$p \frac{V}{m} = \frac{n}{m} R^* T \quad (5)$$

Usando la definición de *peso molecular*, $M = m/n$, y la definición de volumen específico se puede escribir como

$$p\nu = \frac{R^*}{M} T \quad (6)$$

Se puede definir ahora, la constante específica de gas como $R = R^*/M$, lo cual convierte a (6) en

$$p\nu = RT \quad (7)$$

Estrictamente hablando, el aire no tiene un peso molecular, es una mezcla de gases y no existe algo como una molécula de aire. Sin embargo, es posible asignar un peso molecular aparente al aire, como si se comportara como un gas ideal. Para aplicar la ley de los gases ideales a la mezcla de gases atmosféricos se considera primero una mezcla de gases de *aire seco*, excluyendo, por ahora, el vapor de agua. Para entender el comportamiento de una mezcla de gases, se utiliza la Ley de Dalton de las presiones parciales. La Ley de Dalton establece que la presión total ejercida por una mezcla de gases es igual a la suma de presiones parciales que podrían ejercer cada uno de los gases constituyentes como si estuviese solo en el recipiente que los contiene a la temperatura de la mezcla. Es decir,

$$p = \sum_i p_i \quad (8)$$

donde p es la presión total y p_i son las presiones parciales.

La Ley de Dalton implica que cada gas individualmente obedece a la ley de gases ideales y la ecuación (4), para una mezcla de gases, se puede escribir usando (8):

$$V \sum_i p_i = T \sum_i m_i R_i \quad (9)$$

donde hemos usado $\nu = V/m$. Se puede definir una constante específica promedio de un gas como

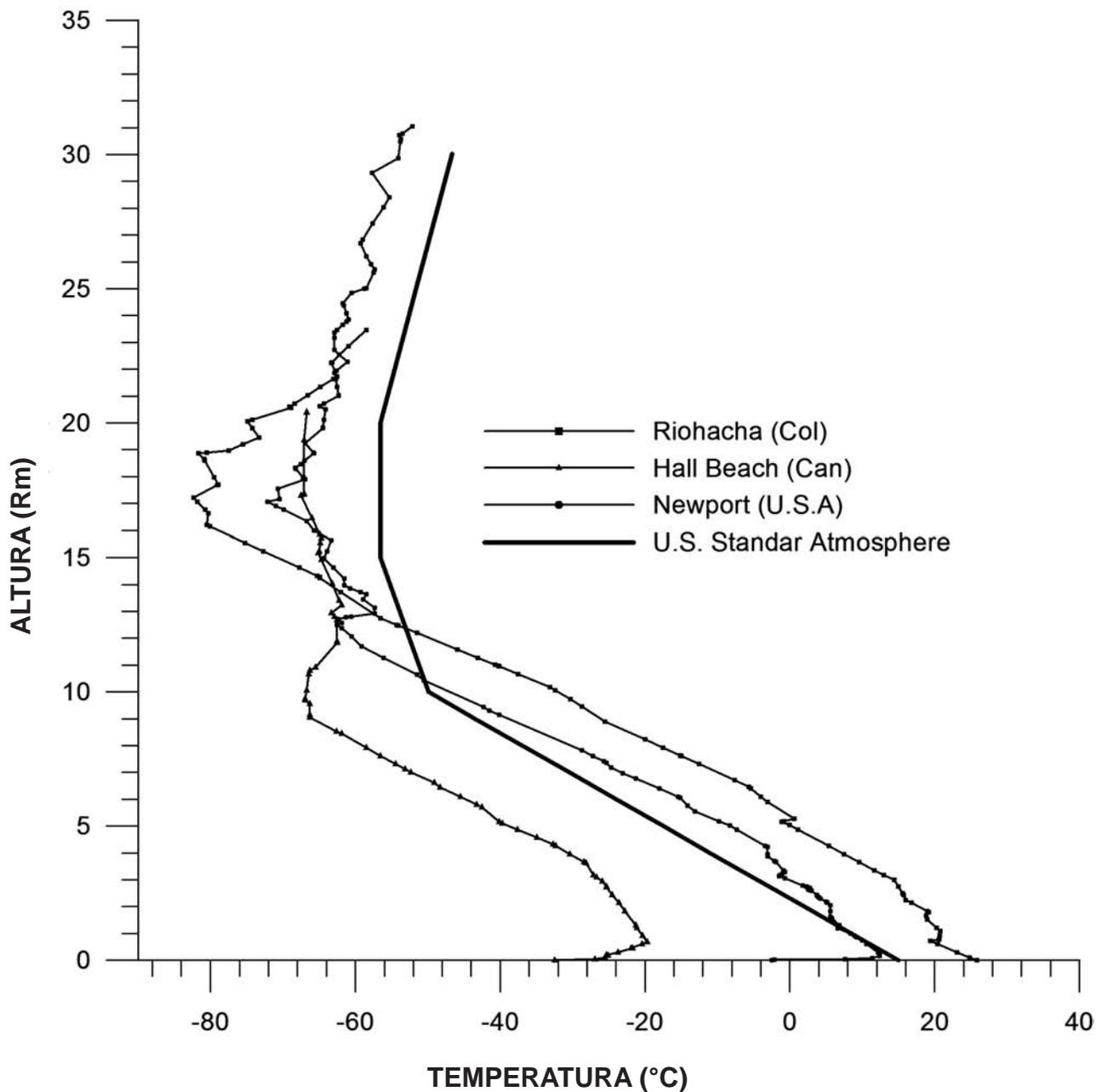


Figura 7. Comportamiento de la temperatura con respecto a la altura (16-Ene-2010). Radiosondeos realizados por la Universidad de Wyoming en las ciudades de Riohacha (11.53 N, 72.93 W. Col), New Port (34.78 N, 76.88 W. USA), Hall Beach (68.76 N, 81.21 W. Can) y la atmósfera estándar (U.S. 1976). Cada uno representa latitudes bajas, medias y altas, respectivamente. Los datos se pueden obtener de la página <http://weather.uwyo.edu/upperair/sounding.html>.

$$\bar{R} = \frac{\sum_i m_i R_i}{m} \quad (10)$$

La ecuación de estado para una mezcla de gases de aire seco se puede, entonces, escribir en forma intensiva como

$$p v = R_d T \quad (11)$$

donde R_d es la constante específica para el aire seco. Usando la tabla 1 y la ecuación (10), un valor para R_d es $287.104 \text{ J K}^{-1}\text{Kg}^{-1}$. El peso molecular promedio de una mezcla es

$$\bar{M} = \frac{\sum_i n_i m_i}{n} = \frac{m}{n} = 28.96 \text{ g/mol} \quad (12)$$

La ecuación de estado para el aire se complica por la presencia de vapor de agua. Asumiendo que el vapor de agua no está cerca de la condensación, se puede usar la ley de gases ideales y tenemos

$$e = \rho_v R_v T \quad (13)$$

donde la notación e es comúnmente usada para denotar la presión parcial de vapor y el subíndice v denota el vapor. La constante específica del vapor de agua es $R_v = R^*/M_v = 461.51 \text{ J K}^{-1}\text{Kg}^{-1}$. En una mezcla de aire seco y vapor de agua (aire húmedo), la ecuación de estado es

$$p = p_d + e = (\rho_d R_d + \rho_v R_v) T \quad (14)$$

el subíndice d indica aire seco (dry) y la ausencia de subíndices denota la mezcla de aire seco más aire húmedo.

La constante específica para el aire húmedo se expresa como:

$$R = \frac{m_d R_d + m_v R_v}{m_d + m_v} \quad (15)$$

Es conveniente ahora definir otra variable intensiva: la humedad específica q_v

$$q_v = \frac{m_v}{m_d + m_v} \quad (16)$$

así que la constante específica para el aire húmedo se puede escribir de la forma

$$R = (1 - q_v) R_d + q_v R_v \quad (17)$$

Usando la definición de constante específica de gases, la constante específica para el vapor de agua R_v , en términos de R_d es:

$$R_v = \frac{M_d}{M_v} R_d = \frac{R_d}{\varepsilon} \quad (18)$$

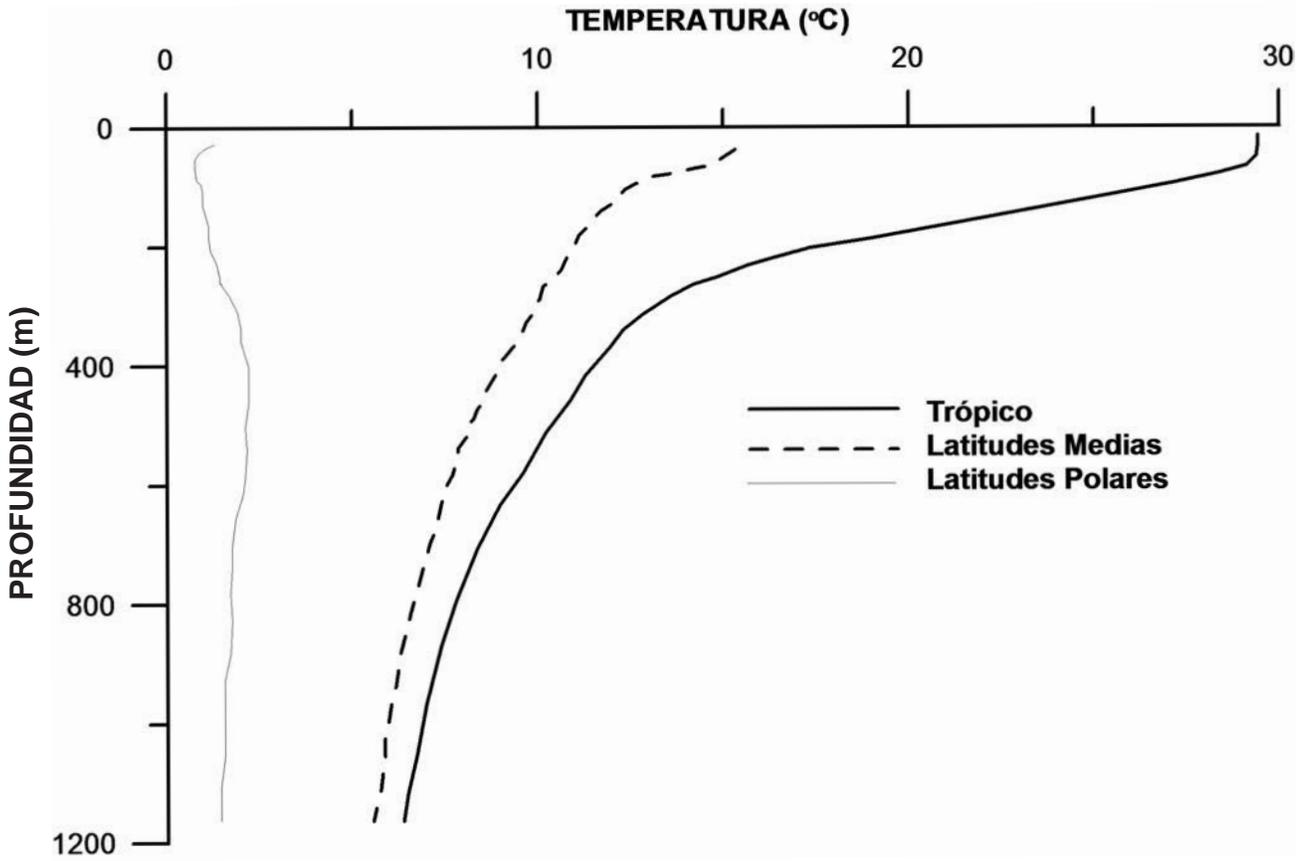


Figura 8. Variación de la temperatura con la profundidad de la capa superior del océano. El gradiente vertical de temperatura en la capa superior del océano es mayor en los trópicos, donde el agua superficial está caliente. La variación latitudinal de la temperatura con la profundidad es grande en la capa superior del océano, donde los efectos de superficie son importantes. (Datos de Levitus, 1982).

donde $\varepsilon = \frac{M_v}{M_d} = \frac{18}{29} = 0.622$. La constante específica para el aire húmedo se puede escribir entonces como

$$R = R_d \left[1 + q_v \left(\frac{1}{6} - 1 \right) \right] = R_d (1 + 0.608q_v) \quad (19)$$

Incorporando la ecuación (19) en la ecuación (14), la ecuación de estado para el aire húmedo se convierte en

$$p_v = R_d (1 + 0.608q_v) T \quad (20)$$

Es difícil tener un gas variable, constante, así que, por convención, se hace el ajuste de la humedad a la temperatura y no a la constante del gas. Es así como se define la temperatura virtual, T_v

$$T_v = (1 + 0.608q_v) T \quad (21)$$

luego la ley de los gases, para el aire húmedo se convierte en

$$p_v = R_d T_v \quad (22)$$

La temperatura virtual puede ser interpretada como la temperatura del aire seco teniendo los mismos valores de p y u como el aire húmedo bajo consideración. Como q_v rara vez excede los 0.02, la corrección de la temperatura virtual rara vez supera más de 2 o 3 °C. Sin embargo, una pequeña corrección de la temperatura virtual tiene un efecto importante sobre la flotabilidad y por lo tanto sobre los movimientos verticales en la atmósfera.

1.9 Ecuación de estado para el agua marina

La densidad del agua del mar es una de sus propiedades más importantes. Su variación provoca corrientes. Esta es determinada usando la ecuación internacional de estado del agua de mar a presión atmosférica, que es formulada por la Unesco (UNESCO Technical Papers in Marine Science, 1981) a partir de los trabajos realizados, a lo largo de todo el siglo pasado, para conocer las relaciones entre las variables termodinámicas del agua del mar: densidad, presión, salinidad y temperatura. La densidad de la típica agua del mar suele ser de 1028.19 Kg/m³ a los -2 °C, 1028.11 a los 0 °C, 1027.78 a los 4 °C, etc.

La densidad del agua de mar depende de las tres variables: Salinidad (S), Temperatura (T) y Presión (p).

La expresión empírica de la UNESCO (1981) para expresar la ecuación de estado para el agua marina tiene la forma

$$\rho = \rho_{T,p,s} = \frac{\rho_{T,0,p}}{1 - K_T(T,S,p)} \quad (23)$$

donde $K_T(T,S,p)$ es el módulo de volumen medio, el cual es inversamente proporcional a la compresibilidad. Cada cantidad del lado derecho de (22), excepto la presión, está expresada como una serie polinomial en términos de S y T, expandidas cerca del valor de salinidad cero y presión de 1 bar. La densidad a presión superficial ($p = 0$) está dada por la forma polinomial

$$\rho(T,0,s) = A + Bs + Cs^{3/2} + Ds^2 \quad (24)$$

El módulo de volumen medio, viene dado por

$$K_T(T,s,p) = E + Fs + Gs^{3/2} + (H + Is + Js^{3/2})p + (M + Ns)p^2 \quad (25)$$

Los coeficientes en (24) y (25) son polinomios de temperatura de quinto orden (Ver tabla 4). En la tabla 4 y en las ecuaciones 24 y 25 la temperatura se expresa en grados centígrados, la presión en bares, la salinidad en unidades prácticas y la densidad en Kg m⁻³.

Tabla 4 Coeficientes A, B, ..., N para la ecuación de estado de agua del mar (UNESCO, 1981).

Tⁿ	A	B	C
T ⁰	9.99842594×10 ²	8.24493×10 ⁻¹	-5.72466×10 ⁻³
T ¹	6.793952×10 ⁻²	-4.0899×10 ⁻³	1.0227×10 ⁻⁴
T ²	-9.095290×10 ⁻³	7.6438×10 ⁻⁵	-1.6546×10 ⁻⁶
T ³	1.00168510 ⁻⁴	-8.2467×10 ⁻⁷	
T ⁴	-1.12008310 ⁻⁶	5.3875×10 ⁻⁹	
T ⁵	6.53633210 ⁻⁹		
	D	E	F
T ⁰	4.8314×10 ⁻⁴	1.965221×10 ⁴	5.46746×10 ¹
T ¹		1.48420610 ²	-6.03459×10 ⁻¹
T ²		-2.327105	1.09987×10 ⁻²
T ³		1.36047710 ⁻²	-6.1670×10 ⁻⁵
T ⁴		-5.15528810 ⁻⁵	
	G	H	I
T ⁰	7.944×10 ⁻²	3.239908	2.2838×10 ⁻³
T ¹	1.6483×10 ⁻²	1.43713×10 ⁻³	-1.0981×10 ⁻⁵
T ²	-5.3009×10 ⁻⁴	1.16092×10 ⁻⁴	-1.0678×10 ⁻⁶
T ³		-5.77905×10 ⁻⁷	
	J	M	N
T ⁰	1.91075×10 ⁻⁴	8.50935×10 ⁻⁵	-9.9348×10 ⁻⁷
T ¹		-6.12293×10 ⁻⁶	2.0816×10 ⁻⁸
T ²		5.2787	9.1697×10 ⁻¹⁰

Una expresión para la temperatura de la máxima densidad de agua de mar, T_p , puede obtenerse por diferenciación con respecto a la temperatura de la ecuación de Estado para el agua de mar. Una expresión para T_p está dada por Neumann y Pierson (1966)

$$T_p = 3.98 - 0.200s - 0.0011s^2 \quad (26)$$

Se considera que la temperatura de la máxima densidad del agua de mar, T_p , varía con la salinidad.

Durante más de 30 años, los científicos se basaron en la ecuación internacional de estado del agua de mar (EOS-80). A partir de 2010, se inició la adopción de un nuevo enfoque de la termodinámica del agua de mar denominada, colectivamente, como la “Ecuación termodinámica del agua de mar – 2010,” o “TEOS-10”³. Lo anterior es para abreviar un nuevo conjunto de fórmulas precisas y completas que están empezando a proporcionar ajustes muy necesarios y aclaraciones a la EOS-80.

Uno de los aspectos de la nueva ecuación de estado es que la salinidad ya no se describe utilizando la “Salinidad Práctica” S_p , (PSS78). En su lugar, ahora se utiliza la “Salinidad Absoluta” (S_A), con unidades de g/kg (SI). Se prefiere la salinidad absoluta a la salinidad práctica porque en las propiedades termodinámicas del agua de mar influye directamente la masa de los componentes disueltos en ella (esto es, S_A), mientras que la salinidad práctica depende exclusivamente de la conductividad.

La densidad del agua de mar⁴ está dada por el recíproco de la presión derivada de la función de Gibbs ($g(S_A, t, p)$) a salinidad absoluta constante, y la temperatura *in situ*:

$$\rho = \rho(S_A, t, p) = (g_p)^{-1} = \left(\frac{\partial g}{\partial p}\right)_{S_A, t}^{-1}$$

1.10 Coeficientes de Compresibilidad y Expansión

La ley de gases ideales se puede mostrar gráficamente en una superficie tridimensional, descrita por las variables p , ρ y T (ver figura 9)

Debido a la complejidad de la ecuación de estado para el océano, un diagrama análogo requeriría de cuatro dimensiones (para incluir la salinidad). Estas se proyectarían sobre la superficie las líneas de presión constante (isóbaras), la temperatura constante (isotermas) y la densidad constante (isopicnas), que mostraría las relaciones entre las variables. Por ejemplo, la pendiente de una isóbara da la razón de cambio de volumen con la temperatura a la presión constante elegida. Las pendientes de las isolíneas en figura 9 se pueden interpretar de la manera siguiente.

³ www.teos-10.org/pubs/TEOS-10_Manual.pdf

⁴ www.teos-10.org/pubs/TEOS-10_Primer.pdf

La razón fraccional de decrecimiento de ρ con T a presión constante es llamada coeficiente de expansión térmica, α :

$$\alpha = -\rho^{-1} \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_p \quad (26)$$

Para un gas ideal, $\alpha = T^{-1}$.

De manera similar, la pendiente de una curva isoterma (temperatura constante) da la variación de volumen con presión a temperatura constante. Definimos γ , la compresibilidad de una sustancia, como

$$\gamma = \rho^{-1} \left(\frac{\partial \rho}{\partial p} \right)_T \quad (27)$$

Para un gas ideal, $\gamma = \rho^{-1}$. La compresibilidad del agua marina decrece con la temperatura y la presión e incrementa con la salinidad.

Como la densidad del agua marina está influenciada por la salinidad, se define el coeficiente de compresión salina β , como

$$\beta = \rho^{-1} \left(\frac{\partial \rho}{\partial s} \right)_{p,T} \quad (28)$$

Valores de α y β se encuentran en la tabla 5.

Las siguientes aproximaciones lineales (con un grado de exactitud del orden del 5%) fueron planteadas por Krauss y Businger (1994), para temperaturas por encima de 5 °C y a presión atmosférica:

$$\alpha \approx 77.5 + 8.70T \text{ y } \beta \approx 779.1 - 1.66T$$

1.11 Equilibrio Hidrostático

1.11.1 Fuerza de Gradiente de Presión

Consideremos un elemento infinitesimal de volumen de aire, $\partial V = \partial x \partial y \partial z$, centrado en el punto x_0, y_0, z_0 , como se ilustra en la figura 10. Debido a movimientos moleculares aleatorios, el impulso es continuamente ejercido sobre las paredes del elemento de volumen, por el aire circundante.

Esta transferencia de impulso por unidad de tiempo por unidad de área es sólo la presión ejercida sobre las paredes del elemento de volumen por el aire circundante. Si la presión en el centro del elemento es designada por p_0 , entonces la presión sobre la pared etiquetado con una A en la figura 10 puede ser expresada en una serie de Taylor como

$$p_0 + \frac{\partial p}{\partial x} \frac{\delta x}{2} + \text{términos de orden superior}$$

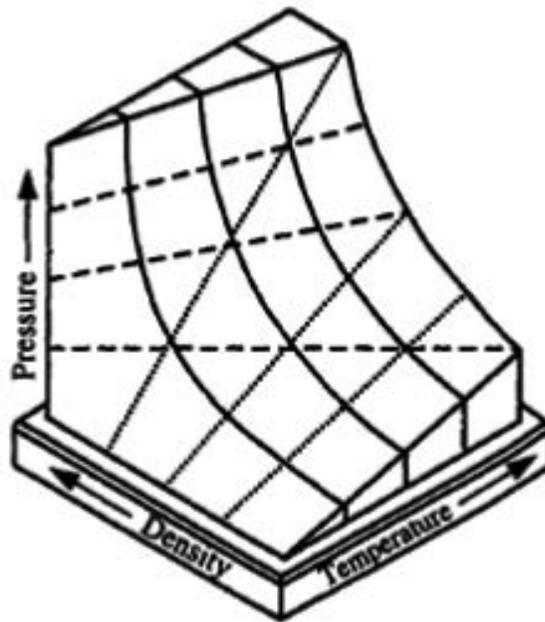


Figura 9. Representación gráfica de la ley de gases ideales. Las líneas sólidas en la figura son isotermas, y muestran la relación entre p y ρ cuando T es constante. Las líneas discontinuas son Isóbaras, y muestran la relación entre p y T cuando ρ es constante. Las líneas de puntos son isopicnas, y muestran la relación entre p y T cuando ρ es constante. Tomado de Curry & Webster (1999).

Tabla 5. Coeficientes de expansión térmica y salina, α ($10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$), β (10^{-6}), como función de la temperatura y la salinidad a presión atmosférica (superficie del mar). (Datos de la UNESCO, 1981).

S \ T ($^\circ\text{C}$)	-2	0	5	10	15	20	25	30
0	-105	-67	17	88	151	207	257	303
10	-65	-30	47	113	170	222	270	314
20	-27	5	75	135	188	237	281	324
25	-10	21	88	146	197	244	287	329
30	7	36	101	157	206	251	292	332
35	25	53	113	167	214	257	297	334
40	38	65	126	177	222	263	301	337

T ($^\circ\text{C}$)	-2	0	5	10	15	20	25	30
β	795	788	774	762	752	744	737	732

Si no se tienen en cuenta estos términos de orden superior en esta expansión, la fuerza de presión que actúa sobre un elemento de volumen en la pared A es

$$F_{Ax} = -\left(p_0 + \frac{\partial p}{\partial x} \frac{\delta x}{2}\right) \delta y \delta z$$

donde $\delta y \delta z$ es el área de la pared A. similarmente la fuerza de presión que actúa sobre un elemento de volumen en la pared B es

$$F_{Bx} = +\left(p_0 + \frac{\partial p}{\partial x} \frac{\delta x}{2}\right) \delta y \delta z$$

Así, la próxima componente x de esta fuerza actuando sobre el volumen es

$$F_x = F_{Ax} + F_{Bx} = -\frac{\partial p}{\partial x} \delta x \delta y \delta z$$

Debido a que la fuerza neta es proporcional a la derivada de la presión en la dirección de la fuerza, esto se referencia como *la fuerza de gradiente de presión*. La masa m del elemento diferencial de volumen es simplemente la densidad ρ veces el volumen: $m = \rho \delta x \delta y \delta z$. Por lo tanto, la componente x de la fuerza de gradiente de presión por unidad de masa es

$$\frac{F_x}{m} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x}$$

Similarmente, se puede observar fácilmente que las componentes y, z de la fuerza de gradiente de presión por unidad de masa son

$$\frac{F_y}{m} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} \quad \frac{F_z}{m} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z}$$

así, la fuerza de gradiente de presión por unidad de masa es

$$\frac{\mathbf{F}}{m} = -\frac{1}{\rho} \nabla p \quad (29)$$

Es importante tener en cuenta que esta fuerza es proporcional al gradiente del campo de presión, y no a la presión misma.

1.11.2 Equilibrio Hidrostático

Hasta ahora se ha examinado el estado termodinámico de masas individuales del aire y el agua de mar. Ahora consideraremos el estado de la atmósfera y el océano en presencia de un campo gravitatorio, especialmente en dependencia de la altura de la presión, temperatura y densidad. La fuerza del campo gravitacional, que depende principalmente de la masa del planeta, es un determinante central de la masa de la atmósfera y el océano. A pesar de que tanto la atmósfera y el océano están vinculados a la tierra por la gravedad, el mar tiene una profundidad finita, mientras que la atmósfera no tiene una parte superior y se mezcla lentamente en el espacio interplanetario. La razón de esta diferencia es que la atmósfera es compresible, mientras que

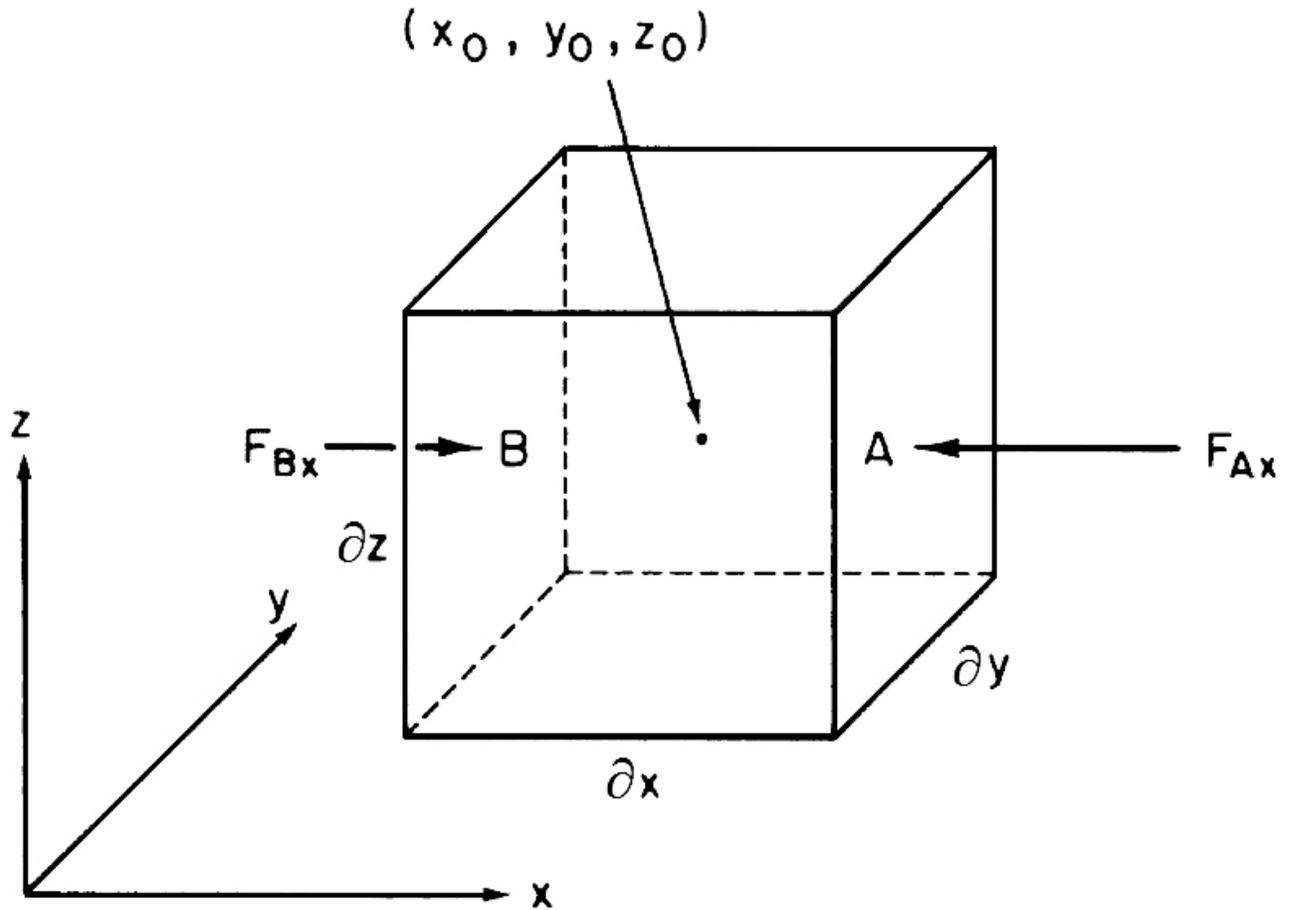


Figura 10. Componente x de la fuerza del gradiente de presión actuando sobre un elemento de un fluido.

el océano es casi incompresible, puesto que la densidad de la atmósfera varía con la presión, considerando que la densidad del océano apenas varía en absoluto.

Las variaciones verticales de presión en la atmósfera y el océano son mucho más grandes que las variaciones horizontales o temporales. La disminución de la presión con la altura en la atmósfera y el aumento de la presión con profundidad en el océano dan lugar a la fuerza de gradiente de presión vertical, F_p .

El gradiente de presión vertical resulta en una aceleración vertical en la dirección de la disminución de la presión (hacia arriba). La fuerza de gradiente de presión vertical está generalmente en equilibrio muy estrecho con la fuerza descendente debido a la atracción gravitacional. Esto se denomina *balance hidrostático* y se escribe como

$$g = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} \quad (30)$$

donde g es la aceleración debida a la gravedad terrestre. El balance hidrostático es aplicable a la mayoría de situaciones en la atmósfera y el océano, exceptuando las que surgen en presencia de grandes aceleraciones verticales. La ecuación (30) puede ser integrada para determinar la relación entre presión y profundidad o altura:

$$-\int dp = \int \rho g dz \quad (31)$$

Para integrar (31), comúnmente se asume que g es constante; sin embargo, g varía con la distancia desde el centro de la tierra y también con la latitud debido a que la Tierra no es completamente esférica.

Para dar cuenta de estas variaciones en g , se introduce, a menudo, la cantidad llamada *geopotencial*

$$\varphi(z) = \int_0^z g dz \quad (32)$$

Donde el geopotencial al nivel del mar $\varphi(0)$ se toma como cero, por convención. φ es la energía potencial por unidad de masa, con unidades $J Kg^{-1}$. Usando el geopotencial, se puede escribir de forma alternativa para el balance hidrostático

$$dp = -\rho d\varphi$$

La *altura geopotencial*, Z , aplicada a la atmósfera, se puede definir como

$$Z = \frac{\varphi(z)}{g_0} = \frac{1}{g_0} \int_0^z g dz \quad (33)$$

donde $g_0 = 9.8 m s^{-2}$. Podemos observar, entonces, que la fuerza de gravedad es perpendicular a las superficies de geopotencial constante, mas no exactamente así a las superficies de Z constante.

Para las aplicaciones oceanográficas se utiliza el término *profundidad dinámica*, la cual se define como

$$D = \frac{\varphi(z)}{g_0} = \frac{1}{g_0} \int_{p_0}^p \rho dp \quad (34)$$

Dado que el agua de mar es casi incompresible, la densidad es casi constante en el océano y existe una relación casi lineal de la presión con la profundidad. En el océano, se utiliza la siguiente forma integral de la ecuación hidrostática:

$$\rho(-z) = p_0 + \rho g z \quad (35a)$$

donde p_0 es la presión atmosférica. Si suponemos que $\rho = 1036 kg m^{-3}$ y $g = 9.8 m s^{-2}$, a continuación, podemos escribir

$$\rho(-z) = p_0 + 10153z \quad (35b)$$

donde z está en metros y p está en P_0 . Debido a que $10^5 P_0 = 1 \text{ bar}$, se ve fácilmente que la presión oceánica aumenta en aproximadamente 1 db por metro de profundidad. Las presiones del océano en db son numéricamente equivalentes a la profundidad en metros dentro de 1 – 2% de diferencia. Sin embargo, si realmente el agua de mar no es compresible, el nivel del mar aumentaría por más de 30 m, es la causa por la que la presión hidrostática en las profundidades del océano es tan grande. Debido a que el aire es compresible y la densidad disminuye con la altura en la atmósfera, la integración de (31) para la atmósfera es más complicada que para el océano. Sin embargo, una representación útil se puede derivar de examinar una atmósfera homogénea idealizada, donde la densidad se asume constante. La consideración de una atmósfera homogénea con presión superficial finita implica una altura total finita para la atmósfera, la cual se llama *altura de escala H*. Si la densidad es constante, podemos integrar (31) desde el nivel del mar, donde la presión es p_0 , a una altura H , donde la presión es cero, para obtener

$$p_0 = \rho g H \quad (36)$$

La altura de la atmósfera homogénea (a menudo denominada como la altura de escala) es por lo tanto

$$H = \frac{p_0}{\rho g} = \frac{R_d T_0}{g} \quad (37)$$

donde T_0 es la temperatura superficial y H puede ser evaluada desde la temperatura superficial y con las conocidas constantes su valor es aproximadamente 8 Km. De la ley de gases ideales, se deduce fácilmente que la temperatura debe disminuir con la altura en la atmósfera homogénea. La razón de cambio de la atmósfera homogénea se obtiene diferenciando la ley de gases ideales con respecto a z , manteniendo la densidad constante

$$\frac{\partial p}{\partial z} = \rho R_d \frac{\partial T}{\partial z} \quad (38)$$

Combinando (38) con la ecuación hidrostática tenemos

$$\Gamma = -\frac{\partial T}{\partial z} = \frac{g}{R_d} \approx 34.1^\circ \text{C} / \text{km} \quad (39)$$

Por lo que la razón de cambio de un ambiente homogéneo es constante y cerca de seis veces más grande que la razón de cambio normalmente observada en la atmósfera (que es $\Gamma = 6.5^\circ \text{C} \text{ Km}^{-1}$). La razón de cambio de la atmósfera homogénea se conoce como la razón de cambio autoconvectiva por la siguiente razón: si la razón de cambio supera el valor autoconvectivo, se supone que el aire inferior es menos denso que el aire por encima, causando que la atmósfera inicie espontáneamente la convección. Los valores de las razones de cambio atmosférica tan grandes como el valor autoconvectivo se observan sobre superficies de desiertos en verano cuando el calentamiento solar es alto; sin embargo, las razones de cambio en la atmósfera típicamente no exceden $\Gamma \approx 10^\circ \text{C} \text{ Km}^{-1}$.

Información adicional se obtiene mediante el examen de las características de otra atmósfera idealizada, llamada la atmósfera isotérmica. Después de la sustitución de la ley de gases ideales para la densidad, podemos escribir la ecuación hidrostática en la siguiente forma:

$$\partial p = -\frac{\rho g}{R_d T} \partial z \quad (40)$$

Esta ecuación se integra fácilmente para una temperatura constante desde el nivel del mar ($z = 0, p = p_0$) hasta alguna altura arbitraria z .

$$\int_{p_0}^p \frac{dp}{\rho} = -\frac{g}{R_d T} \int_0^z dz \quad (41)$$

o

$$\ln\left(\frac{p}{p_0}\right) = -\frac{gz}{R_d T} \quad (42)$$

lo cual puede ser expresado como

$$p = p_0 \exp\left(\frac{-z}{H}\right) \quad (43)$$

Por lo tanto, la presión disminuye exponencialmente con la altura en una atmósfera isotérmica, y no hay ningún límite superior definido para esta atmósfera. Se debe tener en cuenta que cuando $z = H$, la presión es $1/e$ de su valor superficial. La atmósfera isotérmica se asemeja a la atmósfera real más estrechamente, que la atmósfera homogénea; sin embargo, (44) no es aplicable a la atmósfera real, excepto cuando se aplica sobre una capa superficial encima del suelo.

Muchas aplicaciones meteorológicas requieren de una relación exacta entre la presión atmosférica y la altura, que necesitan tener en cuenta la variación de la temperatura con la altura. Estas aplicaciones incluyen: (a) determinación de la elevación a la cual se obtienen las observaciones, de globos llevando radiosondas, de presión, temperatura y humedad; (b) la conversión entre presión y altura como una coordenada vertical en modelos numéricos de la atmósfera; (c) la reducción de la presión superficial a la presión del nivel del mar sobre la tierra; y (d) la determinación del espesor entre niveles de presión. Las variaciones verticales del perfil de temperatura pueden contabilizarse integrando (40), en forma de trozos, entre niveles de altura que son lo suficientemente cercanos para que pueda definirse una temperatura atmosférica media en la capa. Por lo tanto, tenemos

$$\int_{z_1}^{z_2} g dz = -\int_{p_1}^{p_2} \frac{R_d T_v}{p} \quad (44)$$

Asumiendo que \bar{T}_v es constante dentro de la capa, podemos integrar para obtener

$$z_2 - z_1 = -\frac{R_d \bar{T}_v}{g} \ln \frac{p_2}{p_1} \quad (45)$$

o

$$p_2 = p_1 \exp\left(-\frac{g}{R_d \bar{T}_v}(z_1 - z_2)\right) \quad (46)$$

La ecuación (45) se conoce como la ecuación hipsométrica.

De (45), se considera que el espesor $\Delta z = z_2 - z_1$ de una capa delimitada por dos superficies isobáricas es proporcional a la temperatura media virtual de la capa (\bar{T}_v).

Una aplicación adicional de la ecuación hidrostática a la atmósfera es la integración bajo el supuesto de una razón de cambio constante. Suponiendo que la temperatura varía linealmente con la altura, con una razón de cambio Γ , tenemos que

$$T = T_0 - \Gamma_z \quad (47)$$

Sustituyendo (47) en (40) tenemos

$$\frac{dp}{p} = -\frac{g}{R_d T_0 - \Gamma_z} dz \quad (48)$$

Al integrar (48) entre los límites ($z = 0, p = p_0$) y (z, p), obtenemos

$$\ln \frac{p}{p_0} = \frac{g}{R_d \Gamma} \ln \left(\frac{T_0 - \Gamma_z}{T_0} \right) \quad (49)$$

o

$$p = p_0 \left(\frac{T}{T_0} \right)^{\frac{g}{R_d \Gamma}} \quad (50)$$

Se observa que el exponente en la ecuación anterior es igual a la razón de cambio autoconvectiva con respecto a la razón de cambio real.

CAPÍTULO 2.
Primera y Segunda Ley
de la Termodinámica

2.1 Introducción

El principio de la conservación de la energía mecánica afirma que, mientras que la energía puede manifestarse en una variedad de formas (por ejemplo, la energía cinética, la energía potencial gravitatoria, etc.), la suma de todas las diferentes formas de energía en cualquier sistema en particular es constante. La energía puede ser transformada de un tipo a otro, pero el total de la energía no puede ser creado ni destruido. La Termodinámica amplía el principio de conservación de la energía para incluir el calor.

La primera ley de la termodinámica surgió de una serie de experimentos que primero se llevaron a cabo en el siglo XIX. Estos experimentos demostraron que el trabajo puede ser convertido en calor y que los gastos de una cantidad fija de trabajo siempre produce la misma cantidad de calor. La primera ley de la termodinámica no coloca limitaciones en la transformación entre el calor y el trabajo. Como siempre se conserva la energía, es posible que estos procesos de transformación no violen la primera ley de la termodinámica. La segunda ley de la termodinámica limita la cantidad y la dirección de transferencia de calor. De acuerdo a la segunda ley, 1. una determinada cantidad de calor no puede convertirse totalmente en trabajo, lo que limita la cantidad de transferencia de calor; y 2. el flujo espontáneo de calor debe ser de un cuerpo con una temperatura superior a uno con una temperatura inferior, por lo tanto estipula la dirección de transferencia de calor.

2.2 Trabajo, Energía Interna y Calor

2.2.1 Trabajo

Cuando una fuerza de magnitud, F se aplica a una masa la cual, consecuentemente, se mueve una distancia dx , el trabajo mecánico hecho es

$$dW = -F \cos \theta dx \quad (51)$$

donde θ es el ángulo entre el desplazamiento dx y la fuerza aplicada. Sólo la componente de desplazamiento a lo largo de la aplicación de la fuerza entra en el cálculo de trabajo. No hay ningún convenio de signo universal para el trabajo, por lo que utilizamos la siguiente convención: trabajo realizado en un sistema es positivo; el trabajo realizado por un sistema es negativo.

Un tipo importante de trabajo en termodinámica es el que los sistemas hacen cuando ellos se expanden o contraen contra una presión opuesta. Trabajo de expansión se define como

$$dW = -F dx = -p A dx = -p dV$$

donde $A dx = dV$ es el cambio de volumen diferencial asociado con el trabajo realizado contra la presión externa, p . El trabajo específico, $\omega = W/m$, es una variable intensiva, independiente de la masa y por lo tanto

$$d\omega = -p dV \quad (52)$$

Hay numerosos ejemplos de trabajo de expansión en la atmósfera (figura 11), donde se levanta de una parcela de aire en la atmósfera y su presión disminuye y aumenta su volumen. Algunos procesos que causan ascenso de aire son: a) levantamiento orográfico b) levantamiento frontal; c) convergencia de bajo nivel; d) levantamiento boyante de aire caliente; y e) mezcla mecánica. Análogamente estos procesos ocurren en el océano. Trabajo de expansión se produce también en el cambio de fase de agua de líquido a gas y líquido para hielo.

Para una expansión o compresión finita de u_1 a u_2 , el trabajo se determina mediante la integración de (52):

$$\omega = - \int_{u_2}^{u_1} p du \quad (53)$$

La expansión desde u_1 a u_2 se ilustra en la figura 12a. El trabajo realizado en esta expansión está representado geoméricamente por el área bajo la curva. El área y por lo tanto el trabajo realizado, depende de la trayectoria recorrida durante la expansión. Por ejemplo, la temperatura puede permanecer constante o puede variar durante la expansión, resultando en la expansión diferentes trayectorias. De hecho, hay un número infinito de trayectorias, conectando el estado inicial u_1 al estado final u_2 . Si el sistema está comprimido para regresar a u_1 a través de un proceso diferente, el trabajo neto se hará incluso aunque el sistema haya vuelto a su estado inicial, como se indica por el área encerrada entre las dos curvas en la figura 12b. Procesos cíclicos tienen los mismos estados iniciales y finales. Un ciclo, por lo tanto, es una transformación que trae de vuelta el sistema a su estado inicial. El trabajo total realizado en un proceso cíclico depende de la trayectoria y no necesariamente es cero. El trabajo realizado por un sistema en pasar de un estado a otro es una función de la trayectoria entre los estados. Por lo tanto, generalmente

$$\oint d\omega \neq 0 \quad (54)$$

Para evaluar (53), se debe especificar la trayectoria de la expansión. Por lo tanto, el trabajo no es una diferencial exacta, como $d\omega$ no puede obtenerse diferenciando una función de estado del sistema por sí solo, sabiendo sólo los estados inicial y final.

2.2.2 Calor

El Calor es una medida extensiva de la energía que se transfiere entre un sistema y sus alrededores, cuando hay una diferencia de temperatura entre ellos. Cuando dos sistemas se ponen en contacto térmico, energía fluye espontáneamente desde un sistema a otro. Este flujo de energía puede ocurrir por diversos mecanismos, tales como la transferencia de energía vibracional entre un sólido y otro cuyas superficies están en contacto, o el intercambio de radiación electromagnética. Se puede demostrar, experimentalmente, que si masas iguales de agua, uno a 100°C y el otro en 150°C se mezclan, entonces la temperatura resultante es a mitad de camino entre los dos extremos, o 125°C si la misma masa de mercurio caliente se utiliza en lugar de la masa cálida de agua, sin embargo, la temperatura final resultante no es

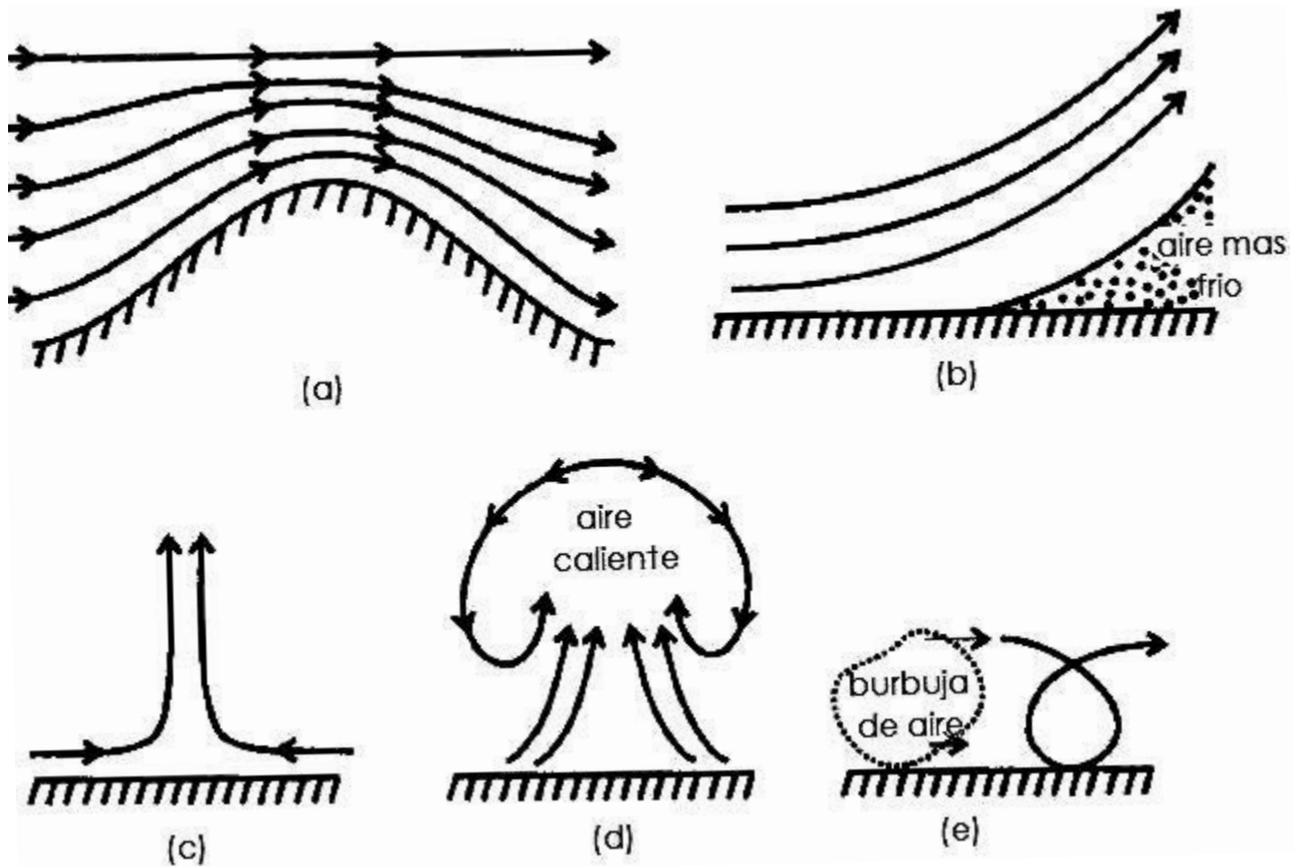


Figura 11. Movimientos de ascenso en la atmósfera se producen a causa de a) levantamiento orográfico b) levantamiento frontal; c) convergencia de bajo nivel; d) levantamiento boyante de aire caliente; y e) mezcla mecánica. Tomado y modificado de Curry & Webster (1999).

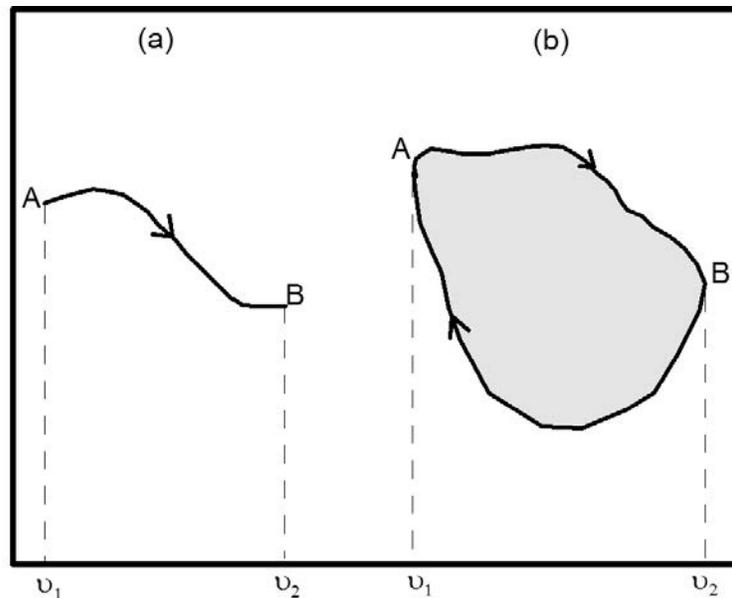


Figura 12. (a) la cantidad de trabajo realizado en la expansión desde v_1 a v_2 es igual al área bajo la curva. En (b), el sistema está regresando a v_1 a través de un proceso diferente. A pesar de que el sistema se ha devuelto a su estado inicial, el trabajo neto es, como se indica, el área entre las dos curvas. Tomado y modificado de Curry & Webster (1999).

a mitad de camino entre los dos extremos, sino más bien 115°C que indica que el agua tiene una mayor capacidad térmica que el mercurio. Es decir, tarda más tiempo (se necesita más calor) en cambiar la temperatura de una determinada masa de agua que para cambiar la temperatura de la misma masa de mercurio.

Cuando se agrega energía a una sustancia y no realiza trabajo, por lo general se eleva la temperatura de la sustancia. (Una excepción a esta declaración es el caso en el cual una sustancia sufre un cambio de estado -también llamado una transición de fase-). La cantidad de energía requerida para elevar la temperatura de una masa dada de una sustancia por cierta cantidad varía de una sustancia a otra. Por ejemplo, la cantidad de energía necesaria para elevar la temperatura de 1 Kg de agua 1 °C es de 4186 J, pero la cantidad de energía necesaria para elevar la temperatura de 1 Kg de cobre 1 °C es sólo 387 J.

2.2.2.1 Capacidad Calorífica

La capacidad calorífica C , de una sustancia, se define como la cantidad de energía necesaria para elevar la temperatura de la muestra 1 °C. De esta definición, vemos que si el calor Q produce un cambio ΔT en la temperatura de una sustancia, entonces

$$Q = C\Delta T \quad (55)$$

2.2.2.2 Calor Específico

El calor específico c de una sustancia es la capacidad de calor por unidad de masa. Por lo tanto, si cambia de energía Q transferida por calor a la masa m de una sustancia cambia la temperatura de la muestra ΔT , entonces el calor específico de la sustancia es

$$c \equiv \frac{Q}{m\Delta T} \quad (56a)$$

El calor específico es esencialmente una medida de cuan térmicamente insensible es una sustancia a la adición de energía. A mayor calor específico de un material, más energía debe añadirse a una masa dada del material para provocar un cambio de temperatura particular. De esta definición, podemos expresar la energía Q transferida por el calor entre una muestra de masa m de un material y sus alrededores para un cambio ΔT de temperatura:

$$Q = mc\Delta T \quad (56b)$$

El calor específico varía con la temperatura. Sin embargo, si los intervalos de temperatura no son demasiado grandes, se puede pasar por alto la variación de temperatura y c puede ser tratado como una constante. Por ejemplo, el calor específico del agua varía por sólo alrededor del 1% de 0°C a 100°C a presión atmosférica. Los valores medidos de calores específicos dependen de las condiciones del experimento. En general, mediciones efectuadas a presión constante son diferentes de las formuladas en volumen constante. En general, si c varía con la temperatura en un intervalo, entonces la expresión correcta para Q es:

$$Q = m \int_{T_1}^{T_2} c \Delta T \quad (57a)$$

o en su forma diferencial

$$c = \frac{dq}{dT}, \quad (57b)$$

donde $q = Q/m$, es el calor intensivo.

2.2.2.3 Calor Latente

Una sustancia a menudo sufre un cambio en la temperatura, cuando la energía se transfiere entre ella y sus alrededores. Hay situaciones, sin embargo, en las que la transferencia de energía no da como resultado un cambio en la temperatura. Este es el caso cuando las características físicas de la sustancia cambian de una forma a otra; tal cambio se conoce comúnmente como un cambio de fase. Dos cambios de fase comunes donde sólido a líquido (fusión) y de líquido a gas (ebullición); el otro es un cambio en la estructura cristalina de un sólido. Todos estos cambios de fase implican un cambio en el interior de la energía pero ningún cambio en la temperatura.

Como es de esperar, diferentes sustancias responden de manera diferente a la adición o extracción de energía porque sus disposiciones internas moleculares varían. También, la cantidad de energía que se transfiere durante un cambio de fase depende de la cantidad de sustancia involucrada. (Tarda menos energía para fundir un cubo de hielo, lo que hace para descongelar un lago congelado). Si una cantidad Q de transferencia de energía es necesaria para cambiar la fase de una masa m de una sustancia, la proporción $L = Q/m$ caracteriza una importante propiedad térmica de esa sustancia. Debido a esto, añadir o quitar energía no da como resultado un cambio de temperatura, la cantidad L es llamada el calor latente (literalmente, el calor “escondido”) de la sustancia. El valor de L de una sustancia depende de la naturaleza de los cambios de fase, así como sobre las propiedades de la sustancia. De la definición de calor latente y nuevamente escogiendo el calor como nuestro mecanismo de transferencia de energía, encontramos que la energía necesaria para cambiar la fase de una determinada masa m de una sustancia pura es

$$Q = mL \quad (58)$$

En la figura 13 se muestra, para el caso del agua, la energía necesaria para cambiar de temperatura y de fase.

2.2.3 Conservación de la Energía

Cuando dos cuerpos con diferentes temperaturas, T_1 y T_2 ($T_1 > T_2$), se ponen en contacto térmico, la diferencia de temperatura eventualmente desaparece y la temperatura final, T es intermedio (no la mitad) entre las dos temperaturas iniciales. El principio de conservación de la energía establece que la pérdida de energía de un cuerpo sería ganada por otro con el cual se encuentra en contacto térmico (para nuestro caso). El principio de conservación de la energía nos permite escribir la ecuación:

$$Q_{\text{cedido}} = Q_{\text{ganado}}$$

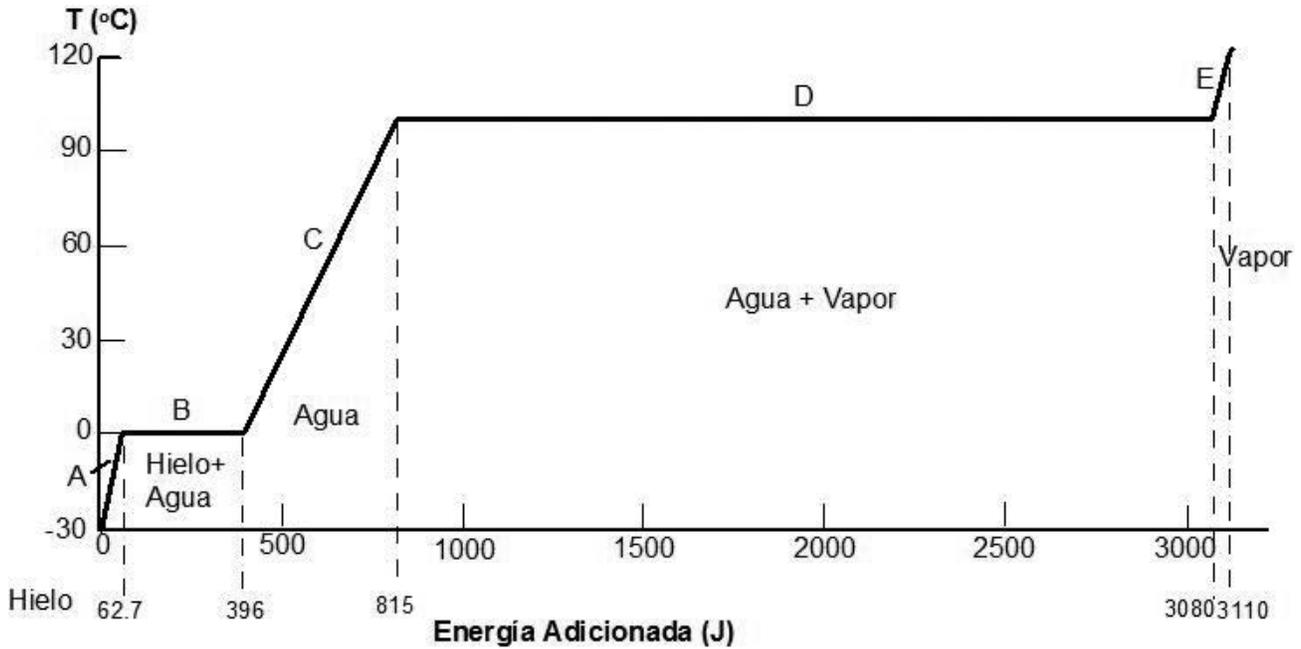


Figura 13. Un esquema de temperatura vs energía agregada (Calor) cuando 1.0 g de hielo inicialmente a $-30.0\text{ }^{\circ}\text{C}$ se convierte en vapor a $120.0\text{ }^{\circ}\text{C}$.

Para efectos operativos, se debe colocar el signo negativo a la pérdida de energía. Utilizando la expresión (56b) podemos escribir

$$c_1 m_1 (T - T_1) = c_2 m_2 (T - T_2),$$

donde T es la temperatura final o de equilibrio del sistema.

2.3 Primera Ley de la Termodinámica

La primera ley de la termodinámica es una generalización de la ley de conservación de la energía que abarca los cambios en el interior de la energía. Es una ley universalmente válida que se puede aplicar a muchos procesos y proporciona una conexión entre los mundos microscópicos y macroscópicos. Hemos hablado de dos maneras en las que se puede transferir energía entre un sistema y sus alrededores. Uno es el trabajo realizado por el sistema, que requiere que haber un desplazamiento macroscópico del punto de aplicación de una fuerza (o presión). El otro es el calor, que se produce a través de las colisiones aleatorias entre las moléculas del sistema. Ambos mecanismos producen un cambio en la energía interna del sistema y por lo tanto, suele dar lugar a cambios medibles en las variables macroscópicas del sistema, tales como la presión, la temperatura y el volumen de un gas.

Podemos usar el principio de conservación para definir una función U llamada energía interna. Cuando se agrega un incremento de calor dQ a un sistema, se puede utilizar la energía tanto

para aumentar la velocidad de las moléculas (es decir, para incrementar la temperatura del sistema), para crear movimiento interno de cada molécula (por ejemplo, la rotación y la vibración) o a superar las fuerzas de atracción entre las moléculas (por ejemplo, cambio de estado líquido a vapor), todos de los cuales contribuyen a la energía interna del sistema. La energía interna de un sistema puede aumentar cuando el calor entra en el sistema de los alrededores, o cuando se trabaja en el sistema por los alrededores.

Aunque ambos, el calor Q y el trabajo W , dependen de la trayectoria seguida, la cantidad $Q - W$ es independiente de la trayectoria. Si tomamos dU para denotar un incremento de la energía interna, entonces,

$$dU = dQ + dW \quad (59)$$

La ecuación (59) es la forma diferencial de la primera ley de la termodinámica, que en su forma intensiva queda expresada

$$du = dq + d\omega \quad (60)$$

La ecuación de la primera ley es una ecuación de conservación de energía y especifica que el único tipo de energía que cambia en el sistema es la energía interna.

Algunos casos especiales en los que existe esta condición son:

1. **Sistema aislado.** Un sistema aislado es el que no interactúa con su entorno. En este caso, no hay transferencia de energía en forma de calor y el valor del trabajo realizado por el sistema es cero; por lo tanto, la energía interna permanece constante. Esto es, debido a que $Q = W = 0$, se concluye que los cambios de energía interna de un sistema aislado permanece constante ($\Delta U = 0$).
2. **Proceso cíclico.** Un proceso cíclico es aquel que comienza y termina en el mismo estado (Figura 12b). En este caso, el cambio en la energía interna nuevamente debe ser cero, y por lo tanto la energía Q agregada al sistema debe coincidir con el trabajo realizado por el sistema durante el ciclo de W . Es decir, en un proceso cíclico,

$$\Delta U = 0 \text{ y } Q = W \quad (61)$$

3. **Proceso Adiabático.** En un proceso adiabático no hay transferencia de energía desde o hacia el sistema. Es decir, un proceso adiabático puede lograrse por aislamiento térmico del sistema con su entorno o por la realización rápida del proceso, por lo que hay poco tiempo para la transferencia de energía en forma de calor.

$$\Delta U = -W \quad (62)$$

4. Proceso Isobárico. Es un proceso que se produce a presión constante. En dicho proceso, los valores del calor y el trabajo son generalmente distintos de cero. El trabajo realizado por un gas es simplemente

$$\Delta U = U_f - U_i = Q_p - \int_{V_i}^{V_f} p dV = Q_p - p(V_f - V_i) \quad (63a)$$

donde Q_p es el calor a presión constante, y no se realiza trabajo de expansión.

De (63a) tenemos

$$Q_p = (U_f - pV_f) - (U_i - pV_i) \quad (63b)$$

Ahora definimos otro tipo de energía llamada *Entalpía*:

$$H = U + pV \quad (64)$$

así que

$$\Delta H = H_2 - H_1 = (U_f - pV_f) - (U_i - pV_i) = Q_p \quad (65)$$

En forma intensiva podemos escribir ($H = h/m$):

$$dh = dq + udp \quad (66)$$

Como H es función de la energía interna, la presión y el volumen y estas son *funciones de estado*, H también lo es. La ecuación 66 es la expresión de la primera ley de la termodinámica en función de la entalpía.

5. Proceso Isócoro. Es un proceso que se realiza a volumen constante. En este proceso, el valor del trabajo es claramente cero, debido a que no hay cambio en el volumen.

$$\Delta U = Q \quad (67)$$

Esta expresión especifica si la energía se agrega en forma de calor a un sistema que mantiene a volumen constante, entonces toda energía transferida permanece en el sistema como un aumento de la energía interna del sistema.

La primera ley establece que, aunque dQ y dW no son diferenciales exactas, su suma de $dU = dQ + dW$ es una diferencial exacta y, por lo tanto, una variable de estado termodinámico.

2.3.1 Diferenciales Exactas

Una diferencial exacta $d\zeta$ tiene las siguientes propiedades:

1. La integral de $d\zeta$ en una trayectoria cerrada es igual a cero ($\oint d\zeta = 0$).
2. Para, $\zeta(x,y)$ tenemos $\left(\frac{\partial \zeta}{\partial x}\right)dx + \left(\frac{\partial \zeta}{\partial y}\right)dy$, donde x e y son variables independientes del sistema y los subíndices x e y en las derivadas parciales indican qué variable se mantiene constante en la diferenciación.
3. Si una diferencial exacta se escribe como $d\zeta = Mdx + N dy$, podemos obtener la *Relación de Euler*: $\frac{\partial M}{\partial y} = \frac{\partial N}{\partial x}$

2.3.2 Calores específicos a presión y volumen constante

Dado que u y h son funciones de estado, podemos escribir

$$u = u(p,u,T) = u(u,T)$$

$$h = h(p,u,T) = h(p,T)$$

Aunque u y h son funciones de tres variables (p, u, T), una ecuación de estado nos permite eliminar una de las tres variables. Dado que u y h son diferenciales exactas, podemos ampliar du y dh :

$$du = \left(\frac{\partial u}{\partial T}\right)dT + \left(\frac{\partial u}{\partial V}\right)dV$$

$$dh = \left(\frac{\partial h}{\partial T}\right)dT + \left(\frac{\partial h}{\partial p}\right)dp$$

A volumen constante $du = 0$ y $du = dq_v$, luego

$$du = \left(\frac{\partial u}{\partial T}\right)dT = dq_v$$

En un proceso a presión constante, $dp = 0$, y

$$dh = \left(\frac{\partial h}{\partial T}\right)dT = dq_p$$

donde q_v y q_p se refieren a calentamiento a volumen y presión constante, respectivamente. De la definición de calor específico (57b), podemos escribir:

$$c_v = \frac{dq_v}{dT} = \frac{\partial u}{\partial T} \quad (68a)$$

$$c_p = \frac{dq_p}{dT} = \frac{\partial h}{\partial T} \quad (68b)$$

donde c_v y c_p son los calores específicos a volumen y presión constante, respectivamente. Así podemos escribir:

$$dU = c_v dT + \left(\frac{\partial U}{\partial v} \right)_T \partial v$$

$$dh = c_p dT + \left(\frac{\partial h}{\partial p} \right)_T \partial p$$

Para un gas ideal se observa experimentalmente que $\left(\frac{\partial U}{\partial v} \right)_T = 0$, así que la energía interna es una función únicamente de la temperatura ($u = u(T)$). También se puede observar que $\left(\frac{\partial h}{\partial p} \right)_T = 0$ y $h = h(T)$. Esto implica que para gases ideales

$$\begin{aligned} du &= c_v dT \\ dh &= c_p dT \end{aligned} \tag{69}$$

La diferencia entre c_v y c_p se puede evaluar utilizando

$$c_p - c_v = \left(\frac{\partial h}{\partial T} \right)_p - \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_v$$

en conjunto con la definición de entalpía obteniendo:

$$c_p - c_v = R \tag{70}$$

Con todo lo anterior podemos escribir la primera ley de la termodinámica utilizando la ecuación de estado, la energía interna como función únicamente de la temperatura y la relación entre calores específicos a presión y volumen constante en la siguiente forma:

$$c_v dT = dq - pdu \tag{71a}$$

$$c_p dT = dq - udp \tag{71b}$$

siendo (71a) la primera ley en función de la energía interna y (71b) en función de la entalpía.

2.3.3 Aplicaciones de la primera ley de la termodinámica a gases ideales

Consideremos una expansión isotérmica ($dT = 0$) de un gas ideal. Dado que la energía interna es función únicamente de la temperatura, la energía interna del gas no cambia en una expansión isotérmica. La primera ley de la termodinámica (71a) para una expansión isotérmica, por tanto, puede ser escrita como

$$dq = pdu$$

suponiendo que únicamente el trabajo hecho es el trabajo de expansión. En la expansión isotérmica de un gas ideal, el sistema realiza trabajo, y la energía de este trabajo proviene del

medio ambiente y entra en el sistema como calor. Puesto que el trabajo no es una diferencial exacta, no podemos integrar el lado derecho de la ecuación hasta que se especifique su trayectoria. Como ve en la figura 12b, se puede especificar un número infinito de trayectorias. Aquí consideramos la trayectoria de expansión isotérmica reversible. Una trayectoria reversible es una conexión de estados intermedios, todos los cuales son estados de equilibrio. Ahora, consideramos proceso reversible donde la ecuación de estado exactamente se satisface durante todas las fases de la expansión. Por lo tanto, p puede ser evaluada mediante la ley de gases ideales, y la ecuación se convierte en

$$dq = RT \frac{dv}{v}$$

Integrando desde v_1 hasta v_2 , tenemos:

$$\Delta q = RT \ln\left(\frac{v_2}{v_1}\right) = RT \ln\left(\frac{p_1}{p_2}\right)$$

Para un proceso a volumen constante ($dv = 0$), la primera ley establece que $du = dq$. De la definición de energía interna de un gas ideal, $du = c_v dT$, la cantidad de calor requerido para alcanzar la temperatura de un gas desde T_1 a T_2 a volumen constante es

$$\Delta q = c_v(T_2 - T_1)$$

Para un proceso a presión constante ($dp = 0$), es mejor trabajar en términos de la entalpía, así que en términos de la primera ley para este proceso: $dh = dq$. De la definición de entalpía tenemos que $dh = c_p dT$, la cantidad de calor requerido para cambiar de T_1 a T_2 , a presión constante es

$$\Delta q = c_p(T_2 - T_1)$$

Para un proceso adiabático ($dq = 0$). La primera ley para un proceso adiabático reversible es: $du = dw$. Una compresión adiabática incrementa la energía interna del sistema. La primera ley para una expansión adiabática de un gas ideal la podemos escribir

$$c_v dT = -p dv \quad (72a)$$

$$c_p dT = v dp \quad (72b)$$

Considerando una expansión adiabática reversible de un gas ideal, tenemos de la ecuación (72a) y la ecuación de estado

$$c_v \frac{dT}{T} = -R \frac{dv}{v}$$

lo cual se puede integrar entre los estados inicial y final (asumiendo c_v constante) obteniendo

$$c_v \ln\left(\frac{T_2}{T_1}\right) = -RT \ln\left(\frac{v_1}{v_2}\right)$$

de donde

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{v_2}{v_1} \right)^{\frac{R}{c_v}} \quad (73a)$$

o en formas equivalentes

$$\frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{\frac{c_p}{c_v}} \quad (73b)$$

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{R}{c_p}} \quad (73c)$$

Al conjunto de ecuaciones (73) se les conoce como las *Ecuaciones de Poisson*.

2.4 Entropía

En todos los procesos termodinámicos, se deben considerar los cambios que ocurren en el medio ambiente en conjunción con los cambios que se producen en el sistema termodinámico. Un *proceso reversible* es uno en el que el sistema está en un estado de equilibrio durante todo el proceso. Así, el sistema pasa a un ritmo infinitesimal a través de una sucesión continua de estados de equilibrio que son infinitesimalmente diferentes unos de otros. En este escenario, se puede invertir el proceso, y el sistema y su entorno volverán al estado inicial. *Procesos irreversibles* proceden a velocidades finitas: si el sistema retorna a su estado inicial, el medio ambiente habrá cambiado su estado inicial. El término “irreversible” significa que un sistema no pueda volver a su estado original, lo que significa que el sistema más su entorno no se pueden ser restaurados así. La figura 14 ilustra sobre un proceso atmosférico reversible y uno irreversible.

Si una masa de aire húmedo se eleva adiabáticamente y, a continuación, desciende adiabáticamente hasta el nivel de presión inicial, la temperatura final y razón de mezcla del aire será igual al valor inicial y el proceso es reversible. Sin embargo, si se forman nubes durante el ascenso y llueve, entonces la masa de aire cuando se trae de vuelta a la presión inicial tendrá una mayor temperatura y menor humedad específica que los valores iniciales. La precipitación es un ejemplo de un proceso irreversible.

Si consideramos la primera ley de la termodinámica en la forma de entalpía (71b) un proceso reversible:

$$c_p dT = dq - v dp$$

Un calentamiento reversible es un concepto abstracto, mediante el cual el calentamiento de un sistema se produce infinitesimalmente lento a través del contacto con una reserva infinita de calor. Para la expansión reversible de un gas ideal, podemos sustituir el volumen específico de la ecuación de estado y dividir por la temperatura

$$\frac{dq}{T} = c_p \frac{dT}{T} - R \frac{dp}{p} = c_p d(\ln T) - R d(\ln p) \quad (74)$$

Los dos términos del lado derecho de (74) son por definición diferenciales exactas y su suma también debe ser una diferencial exacta. En consecuencia dq/T es una diferencial exacta y por lo tanto.

$$\oint \left(\frac{dq}{T} \right)_{rev} = 0 \quad (75)$$

Dividiendo el calor por la temperatura, convertimos la diferencial inexacta dq en una diferencial exacta. Ahora podemos definir una nueva función de estado termodinámico, llamada *Entropía*, S , con unidades $J K^{-1}Kg^{-1}$:

$$S = \left(\frac{dq}{T} \right)_{rev} \quad (76a)$$

Es importante recordar que la entropía se define para que el cambio de entropía de un estado a otro esté asociado con un proceso reversible que conecte los dos estados. Cuando se produce un cambio en la entropía entre dos estados dados, a través de un proceso irreversible, el cambio de entropía es exactamente el mismo que para un proceso reversible: esto es porque la entropía es una variable de estado y dS es una diferencial exacta, lo cual significa que la integración de dS no depende de la trayectoria de la integración. Aunque el cambio de entropía es exactamente el mismo para los procesos reversibles e irreversibles que tienen los mismos estados iniciales y finales, la integral de dq/T no es lo mismo para los procesos reversibles e irreversibles. En realidad

$$\Delta S > \int \left(\frac{dq}{T} \right)_{irev} \quad (76b)$$

Esto sugiere que para lograr un cambio dado en la entropía (o estado) por un proceso irreversible, es necesario más calor que cuando se trata de un proceso reversible. Esto implica que los procesos reversibles son más eficientes que procesos irreversibles. Cambios de entropía para un gas ideal en un proceso reversible pueden determinarse a partir (71a) y (76a):

$$dS = c_v d(\ln T) - R d(\ln v) \quad (77a)$$

o utilizando (71b) y (76a):

$$dS = c_p d(\ln T) - R d(\ln p) \quad (77b)$$

Podemos observar fácilmente que, la entropía para un proceso isotérmico se puede expresar de la forma:

$$\Delta S = R \ln \left(\frac{v_2}{v_1} \right) = R \ln \left(\frac{p_1}{p_2} \right) \quad (78)$$

y para un proceso isobárico:

$$\Delta S = C_p \ln \left(\frac{T_2}{T_1} \right) \quad (79)$$

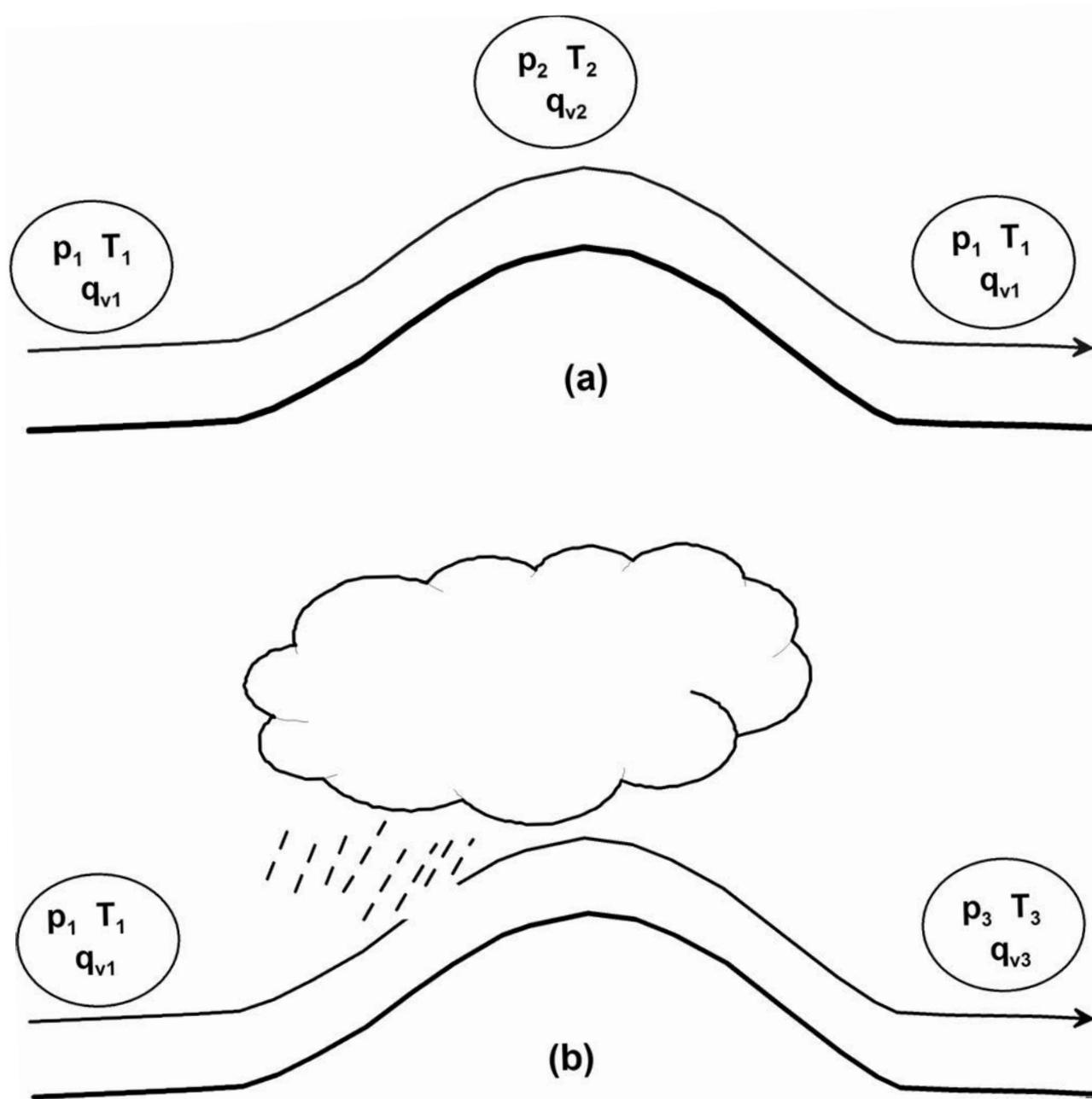


Figura 14. Comparación de un proceso reversible y uno irreversible en la atmósfera. En (a), aire húmedo inicialmente en presión p_1 , y cuya temperatura T_1 y q_1 de humedad específica, adiabáticamente asciende a la cima de una montaña. A continuación, desciende adiabáticamente al otro lado hasta la presión inicial. Debido a que el proceso de pasar sobre la montaña fue hecho de forma reversible y adiabáticamente, la temperatura y la humedad específica se restauran a sus valores de iniciales, y el proceso es reversible. En (b), se forman nubes como una masa de aire húmedo que asciende y algunas de ellas producen lluvia. Cuando la masa de aire desciende por el otro lado a su presión inicial, su humedad específica es menor y su temperatura es superior a los valores originales y el proceso por lo tanto es irreversible: el contenido total de agua de la atmósfera disminuye de manera irreversible y se calienta la atmósfera de forma irreversible. Modificado de Curry & Webster (1999).

2.5 Segundo Principio de la Termodinámica

La segunda ley de la termodinámica prohíbe ciertos procesos, incluso algunos en los que se conserva la energía. La segunda ley de la termodinámica puede indicarse de diferentes maneras, que parecen ser diferentes en el contenido, pero se puede demostrar que son lógicamente equivalentes.

La definición de entropía de la segunda ley:

“Existe una función aditiva de estado conocida como la Entropía de Equilibrio, que nunca puede disminuir en un sistema térmicamente aislado”.

En otras palabras, un sistema aislado térmicamente no puede espontáneamente recuperar el orden que se ha perdido. La segunda ley podrá ser aplicada a un sistema y sus alrededores para determinar el cambio total en la entropía total.

$$\Delta S_{\text{tot}} \geq 0$$

la cual se conoce con el nombre de *inecuación de Clausius*. Para el caso especial de un proceso adiabático reversible, el cambio de entropía es cero en el sistema ($\Delta S_{\text{sist}} = 0$). A un proceso de este tipo se le conoce como *Isentrópico*.

La temperatura o el enunciado de Clausius de la segunda ley establece:

“No existe ningún proceso en el que se transfiera calor de un cuerpo frío al menos frío mientras que las restricciones sobre los cuerpos y los estados del resto del ambiente no se han modificado”

Una declaración cuantitativa de este principio en términos de entropía puede hacerse como sigue. Consideremos la posibilidad de un proceso que transfiere el calor entre dos cuerpos A y B, dejando los alrededores y las restricciones sobre los cuerpos sin cambios. Después de una transferencia pequeña de calor,

$$dS_{\text{tot}} = dS_A + dS_B$$

Esto se puede expandir para un proceso a volumen constante como

$$dS_{\text{tot}} = \left(\frac{\partial S_A}{\partial U_A} \right) dU_A + \left(\frac{\partial S_B}{\partial U_B} \right) dU_B$$

Si la transferencia de calor se denota por $dq_A = dU_A = -dU_B$ tenemos

$$S_{\text{tot}} = \left(\frac{\partial S_A}{\partial U_A} - \frac{\partial S_B}{\partial U_B} \right) dq_B \geq 0 \quad (80)$$

Ahora se define una cantidad, T , la temperatura termodinámica absoluta, como

$$\frac{1}{T} = \frac{\partial S}{\partial U}$$

Podemos así escribir (80) en términos de T :

$$\left(\frac{1}{T_A} - \frac{1}{T_B} \right) dq_A \geq 0 \quad (81)$$

Esta ecuación muestra que dq_A no puede ser positiva si $1/T_B > 1/T_A$. Se deduce que la temperatura termodinámica sólo determina la dirección de transferencia de calor entre cuerpos y que la transferencia de calor procede del foco “caliente” al foco “frío”. Se puede demostrar que la temperatura termodinámica absoluta es proporcional a la escala de la temperatura del gas, evaluando el cambio de entropía de un gas ideal sobre un proceso cíclico. La igualdad entre estas dos temperaturas se logra eligiendo el valor 273.15 K para el estado de referencia (la escala Kelvin).

El tercer enunciado de la segunda ley es el motor térmico o el enunciado de Kelvin. Este enunciado deriva su nombre del problema que originalmente estimuló la formulación de la segunda ley: la eficiencia de un motor de calor, un dispositivo que convierte calor extraído de una fuente de calor en trabajo. El enunciado del motor de calor de la segunda ley es:

“No existe proceso en que el calor se extraiga de una fuente a una sola temperatura y se convierta enteramente en trabajo útil, dejando el resto del invariante”.

Este enunciado nos dice que un motor térmico no puede tener una eficiencia del 100%. Parte del calor absorbido debe ser rechazado a un sumidero de calor. La segunda ley implica un cierto grado de falta de disponibilidad para la producción de trabajo. Si todo el calor se convierte en trabajo, se disminuiría la entropía total, lo cual no es físicamente posible.

2.6 Calor específico para el aire y el agua marina

En este aparte se tratará de determinar teóricamente el calor específico de los gases ideales y empíricamente describir el calor específico del agua de mar.

Valores de c_p y c_v se pueden determinar para un gas ideal, teniendo en cuenta los grados mecánicos de libertad y la equipartición de la energía. Un grado mecánico de libertad se refiere a un modo independiente del movimiento (una traducción, rotación o vibración) de la molécula en una de las tres direcciones mutuamente independientes en el espacio. El número total de grados de libertad de un sistema mecánico es igual al número de variables necesarias para especificar el movimiento del sistema. Por ejemplo, una masa puntual (una molécula monoatómica) tiene tres grados de libertad, para el movimiento en cada una de las direcciones x , y y z . Para un sistema mecánico con más de una masa puntual (por ejemplo,

una molécula diatómica o triatómica), hay grados de libertad adicionales derivados de movimientos de rotación y vibración (figura 15). La energía total se divide entre los grados de libertad traslación, rotación y vibración. Esto se llama equipartición de la energía.

Se puede determinar el calor específico a volumen constante para gases ideales desde la equipartición de la ley de energía

$$c_v = (3/2)R \text{ para un gas monoatómico}$$

$$c_v = (7/2)R \text{ para un gas diatómico}$$

$$c_v = 6R \text{ para un gas triatómico no lineal}$$

donde R es la constante específica del gas. La equipartición de la energía predice que la capacidad calorífica es independiente de la temperatura. Moléculas reales diatómicas y poliatómicas tienen capacidades dependientes de la temperatura.

La contribución de los grados de libertad rotacional y vibracional de la capacidad calorífica depende de la medida en que los estados excitados de vibración y rotación se establecen para un determinado gas, lo cual depende de la temperatura. La capacidad calorífica de los principales gases en la atmósfera terrestre no tienen una contribución de los modos de vibración y son esencialmente invariantes con la temperatura. La capacidad calorífica del vapor de agua muestra una dependencia débil con la temperatura, asociada con una débil población de estados excitados vibracionales. Para los principales gases atmosféricos a temperaturas típicas de la Tierra, se han determinado los calores específicos a volumen constante:

$$c_v = (3/2)R \text{ para un gas monoatómico}$$

$$c_v = (5/2)R \text{ para un gas diatómico}$$

$$c_v = 3R \text{ para un gas triatómico no lineal}$$

dado que $c_p - c_v = R$, también tenemos

$$c_p = (5/2)R \text{ para un gas monoatómico}$$

$$c_p = (7/2)R \text{ para un gas diatómico}$$

$$c_p = 4R \text{ para un gas triatómico no lineal}$$

El aire se compone de un 98.6% de gases diatómicos, y, por tanto, los valores de c_p y c_v del aire pueden ser estimados y obtener $1004.86 \text{ J K}^{-1}\text{Kg}^{-1}$ y $717.76 \text{ J K}^{-1}\text{Kg}^{-1}$, respectivamente.

Los calores específicos de sólidos y líquidos dependen de la temperatura y se expresan con frecuencia por una expresión polinómica con coeficientes determinados empíricamente. Las capacidades caloríficas de los líquidos son generalmente mayores que la de los sólidos y los gases. El calor específico del agua pura a presión superficial se ha determinado empíricamente por Millero *et al.* (1973).

$$c_p(0,T,0) = 4217.4 - 3.72083T + 0.1412855T^2 - 2.654387 \times 10^{-3}T^3 + 2.093236 \times 10^{-5}T^4 \quad (81)$$

Si se tiene en cuenta el efecto de la salinidad:

$$c_p(s,T,0) = c_p(0,T,0) + s(-7.644 + 0.107276T - 1.3839 \times 10^{-3}T^2) + s^{3/2}(0.17709 - 4.0772 \times 10^{-3}T + 5.3539 \times 10^{-5}T^2) \quad (82)$$

Un valor de chequeo de la fórmula es $c_p(40,40,0) = 3981.050 \text{ J K}^{-1}\text{Kg}^{-1}$.

Para el agua pura, el calor específico disminuye con el aumento de la temperatura. El mismo efecto se observa en el agua de mar con salinidades bajas y temperaturas bajas (figura 15). Si la salinidad práctica supera 25, se invierte el efecto de la temperatura y c_p aumenta con el aumento de la temperatura. Esta inversión en signo se produce a temperaturas más bajas para el aumento de salinidad. El calor específico disminuye con el aumento de la salinidad.

2.7 Procesos adiabáticos en la atmósfera

En la ecuación (73c) se establecía la relación entre presión y temperatura para un proceso adiabático reversible como

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{R}{c_p}}$$

El ascenso de parcelas de aire por procesos tales como la elevación orográfica, levantamiento frontal, convergencia de bajo nivel y la mezcla vertical que la presión disminuya, con la disminución de temperatura correspondiente que se especifica mediante la ecuación anterior. El ascenso de las parcelas de aire se puede considerar un proceso adiabático seco siempre y cuando no se produzca condensación. Si se toman los valores de referencia $p_0 = 1000 \text{ mb}$ para que corresponda a una temperatura θ , la ecuación (73c) se convierte en

$$\theta = T \left(\frac{p_0}{p} \right)^{\frac{R}{c_p}} \quad (83)$$

donde R/c_p para el aire seco se evalúa y:

$$\frac{R}{c_p} = \frac{R}{c_v + R} = \frac{R}{\frac{5}{2}R + R} = \frac{2}{7} \approx 0.286$$

La temperatura θ es llamada la *temperatura potencial*. Esta es la temperatura que una muestra de gas tendría si fuera comprimido (o expandido) en un proceso adiabático reversible de un

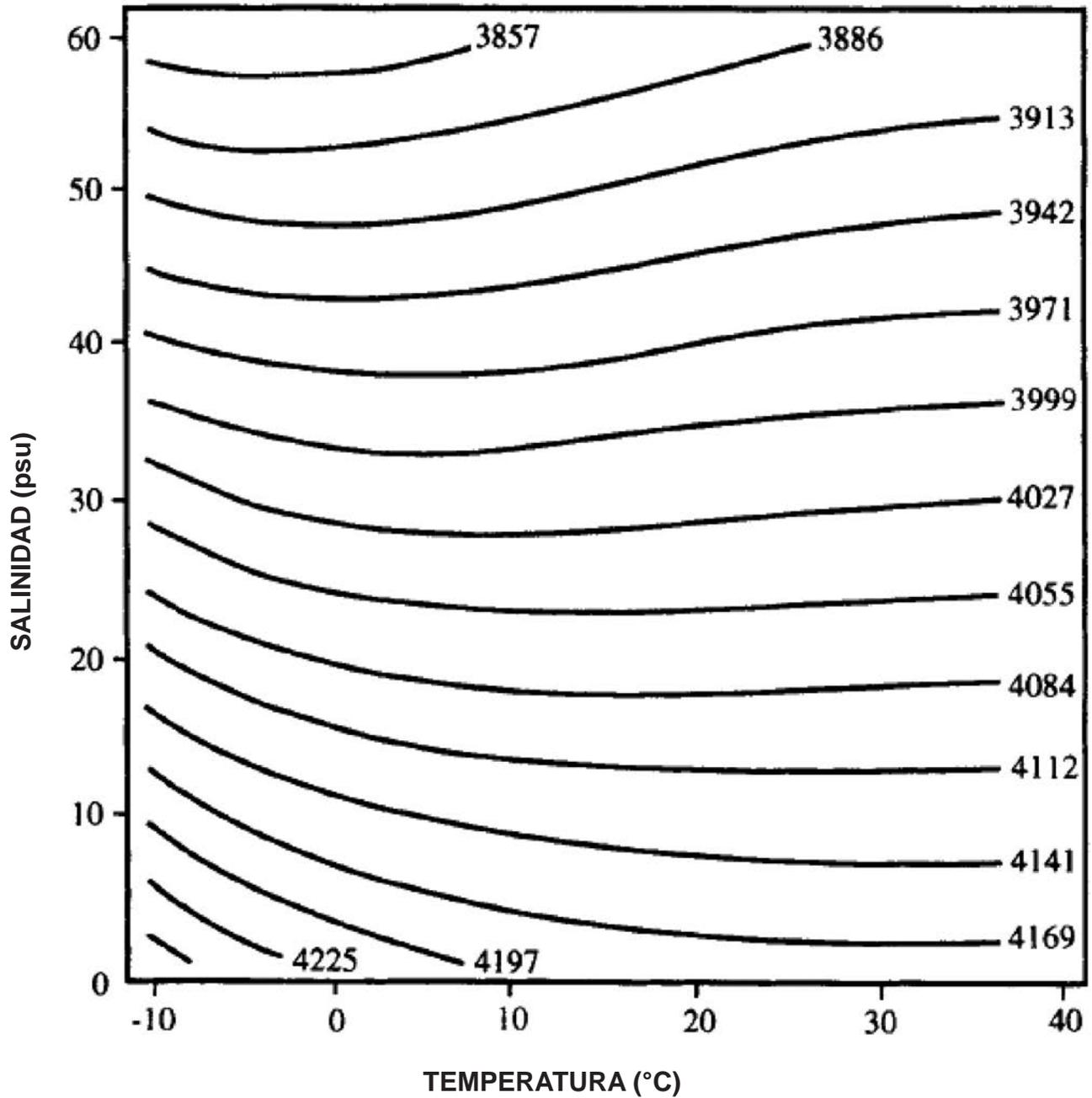


Figura 15. Relación entre el calor específico, la temperatura y la salinidad para $p = 0$. A altas salinidades, el calor específico aumenta con el aumento de la temperatura. Modificado de Curry y Webster (1999).

estado determinado, p y T , a una presión de 1000 mb. Como θ es una función de dos variables de estado (p y T), es en sí misma una variable de estado. θ es, por tanto, una característica de la muestra de gas y es invariable durante un proceso adiabático reversible. Tal cantidad se denomina una *cantidad conservativa*. Debido a se conserva para procesos adiabáticos reversibles en la atmósfera, θ es un parámetro útil en termodinámica atmosférica.

Consideremos un perfil atmosférico de temperatura con una razón de cambio $\Gamma = -6 \text{ }^\circ\text{C Km}^{-1}$. Para presiones atmosféricas menores de 1000 mb, la temperatura potencial de una muestra de aire es mayor que la temperatura física, entonces se debe hacer una compresión adiabática para disminuir la parcela a 1000 mb. Por el contrario, la temperatura potencial de una muestra de aire con presión superior a 1000 mb será menor que la temperatura de la física. A un nivel de presión de 1000 mb, $\theta = T$. Una relación entre la entropía y la temperatura potencial para la atmósfera se deriva diferenciando logarítmicamente la ecuación (83)

$$d(\ln \theta) = d(\ln T) - \frac{R}{c_p} d(\ln p) \quad (84)$$

Comparando (84) con (74)

$$dS = c_p d(\ln \theta) \quad (85)$$

Esto significa que para los procesos reversibles en un gas ideal, la temperatura potencial puede ser considerada una variable alternativa para la entropía.

La ecuación (83) no tiene en cuenta el vapor de agua. El calor específico de aire húmedo es

$$c_p = (1 - q)c_{pd} + q_v c_{pv} = c_{pd}(1 + 0.87q_v) \quad (86)$$

donde los subíndices d y v hacen referencia al aire seco y vapor de agua, respectivamente. La razón R/c_p para el aire húmedo se puede determinar en la siguiente forma:

$$\frac{R}{c_p} = \frac{R_d}{c_{pd}} \left(\frac{1 + 0.608q_v}{1 + 0.87q_v} \right) \approx \frac{R_d}{c_{pd}} (1 - 0.26q_v) \quad (87)$$

Ahora la temperatura potencial para el aire húmedo se convierte en:

$$\theta = T \left(\frac{p_0}{p} \right)^{\frac{R(1-0.26q_v)}{c_{pd}}} \quad (88a)$$

La diferencia entre los valores de θ de aire seco y el aire húmedo es generalmente inferior a 0.1°C , así que la expansión o compresión adiabática de aire húmedo se puede tratar como si se tratara de aire seco. Tenga en cuenta que θ no se conserva si un cambio de fase ocurre. También podemos definir una *temperatura potencial virtual*, θ_v , olvidando la dependencia del vapor de agua del exponente de (88a) y reemplazando la temperatura por la temperatura virtual

$$\theta_v = T_v \left(\frac{p_0}{p} \right)^{\frac{R_d}{c_{pd}}} \quad (88b)$$

Si tenemos en cuenta el ascenso adiabático de una parcela de aire en la atmósfera, la temperatura de la parcela se reduce y la temperatura potencial seguirá siendo la misma. La tasa de disminución de la temperatura con la altura en un ascenso adiabático puede determinarse teniendo en cuenta la primera ley en forma de entalpía para un proceso adiabático (71b):

$$c_p dT = u dp$$

Si suponemos que el ascenso de la parcela no implica grandes aceleraciones verticales y se aplica la relación hidrostática, podemos sustituir la relación hidrostática en (71b) y obtener

$$c_p dT = -g dz$$

Recordando que la definición de razón de cambio es $\Gamma = -dT/dz$, podemos escribir una expresión para la razón de cambio adiabático seco, Γ_d , como

$$\Gamma_d = \frac{g}{c_{pd}} \quad (89)$$

el cual tiene un valor aproximado de $9.8 \text{ }^\circ\text{C Km}^{-1}$. Ambos (83) y (89) describen la temperatura de la evolución de una parcela de aire en ascenso adiabático seco, pero (89) es ligeramente más restrictiva que (83) en que sólo se aplica a un proceso hidrostático. La razón de cambio adiabático de aire húmedo difiere ligeramente de (89) y puede ser expresada como

$$\Gamma = \frac{g}{c_{pd}(1+0.87q_v)} \quad (90)$$

2.8 Procesos adiabáticos en el océano

La forma adiabática de la primera ley para el agua marina se escribe en función de la ecuación (72b), donde la entalpía del agua marina se aproxima a $dh = c_p dT$. Para derivar la razón de cambio adiabático para el agua marina, se puede reescribir la primera ley en términos del coeficiente de expansión térmica. Como la entropía es una diferencial exacta, se puede escribir

$$TdS = T \left(\frac{\partial S}{\partial T} \right) dT + T \left(\frac{\partial S}{\partial p} \right) dp \quad (91)$$

o

$$TdS = c_p dT - T \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right) dp \quad (92)$$

Si recordamos que $dh = TdS + u dp$ y lo comparamos con (90) obtenemos

$$v = T \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right) \tag{93}$$

Para un proceso adiabático reversible ($ds = 0$), se puede expresar la ecuación (92) como

$$c_p dT = T \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right) dp = - \frac{T}{\rho^2} \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right) dp = \frac{\alpha T}{\rho} dp \tag{94}$$

o

$$\frac{dT}{dp} = \frac{\alpha T}{\rho c_p}$$

donde α es el coeficiente de expansión térmica. Si sustituimos en la ecuación hidrostática, tenemos:

$$\Gamma_{ad} = - \frac{\partial T}{\partial z} = \frac{\alpha T g}{c_p} \tag{95}$$

Debido a que $\alpha = \alpha(s, T, p)$, la razón de cambio adiabático en el océano no es constante, en contraste con los valores de la atmósfera.

Tabla 6. Razón de cambio adiabático en el océano para valores seleccionados de temperatura y presión. Los valores están dados en $10^{-2} \text{ K Km}^{-1}$.

T (°C) \ p (db)	-2	0	5	10	15	20	25	30
0	1,7	3,5	7,8	11,6	15,1	18,5	21,7	24,8
1000	3,7	5,4	9,3	12,9	16,2	19,4	-	-
2000	5,7	7,2	10,8	-	-	-	-	-
3000	7,5	8,9	12,3	-	-	-	-	-
4000	9,0	10,6	13,7	-	-	-	-	-
5000	10,9	12,2	15,2	-	-	-	-	-
6000	12,6	13,7	16,2	-	-	-	-	-

Cuando una masa de agua se eleva adiabáticamente de las capas más profundas a la superficie, la presión disminuye y masa de agua se enfría. Por el contrario, cuando una masa de agua se lleva adiabáticamente desde la superficie en capas más profundas, se aumenta la temperatura. Debido a que el agua es casi incompresible y tiene un alto calor específico, el cambio adiabático de temperatura es mucho más pequeño que un cambio correspondiente en la atmósfera. Para la atmósfera, la temperatura potencial se define en el contexto de las ecuaciones de Poisson. En el océano, temperatura potencial se define con respecto a una temperatura de referencia, la salinidad y la presión (usualmente tomado el valor de la superficie):

$$\theta(s, T, p; p_o) = T_o + \int_p^{p_o} \Gamma_d (s, \theta(s, T, p; p_o)) dp \quad (96)$$

Una expresión propuesta por Bryden (1973) usando datos experimentales de compresibilidad es:

$$\begin{aligned} \theta(s, T, p) = T - p(3.604 \times 10^{-4} + 8.3198 \times 10^{-5} T - 5.4065 \times 10^{-7} T^2 + 4.0274 \times 10^{-9} T^3) - p(s - 35) \\ (1.7439 \times 10^{-5} - 2.9778 \times 10^{-7} T) - p^2(8.9309 \times 10^{-7} - 3.1628 \times 10^{-8} T + 2.1987 \times 10^{-10} T^2) \\ + 4.1057 \times 10^{-9} (s - 35)p^2 - p^3(-1.6056 \times 10^{-10} + 5.0484 \times 10^{-12} T) \end{aligned} \quad (97)$$

donde $\theta(25, 10, 1000) = 8.4678516 \text{ }^\circ\text{C}$ se puede utilizar como valor de referencia.

La densidad potencial, ρ_θ se define análogamente como la densidad que una muestra de agua marina inicialmente en cierta profundidad tendría si ascendiera adiabáticamente a un nivel de referencia. En las profundidades del océano, los perfiles de temperatura y densidad son casi adiabáticos, como se refleja en los valores constantes de θ y ρ_θ con la profundidad (Figura 16). Como θ y ρ_θ son cantidades conservativas, se pueden utilizar, en conjunto con la salinidad, como marcadores para masas de agua.

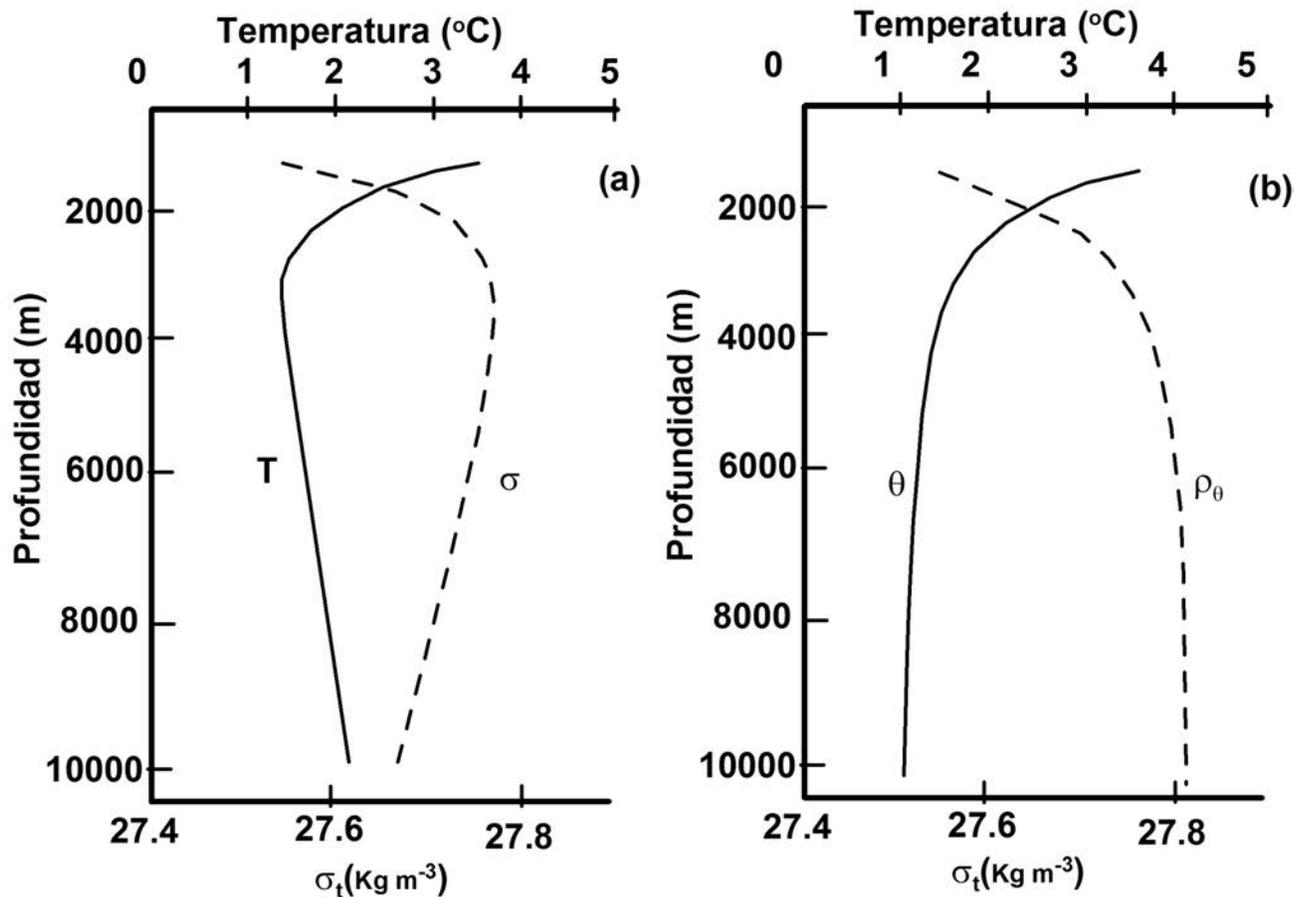


Figura 16. Perfiles de temperatura y densidad potencial, con valores típicos del océano. Modificado de Curry & Webster (1999).

CAPÍTULO 3.
Procesos de
Transferencia de Calor

3.1 Introducción

El conocimiento de la transferencia de calor y sustancias tales como el vapor de agua y la salinidad es esencial para la comprensión de la evolución de los sistemas termodinámicos. Tales procesos de transferencia son una consecuencia directa de la segunda ley de la termodinámica: la transferencia se produce como resultado de la tendencia de los sistemas termodinámicos hacia estados de máxima entropía y la mínima energía. El estudio de procesos de transporte es parte del estudio general de cómo los sistemas se aproximan al equilibrio. La energía puede transferirse de un lugar a otro por varios procesos diferentes: Conducción, Advección, Radiación, Difusión, entre otros. (Krauss, Bussinger; 1994).

El proceso de Conducción implica la transferencia de la energía cinética de las moléculas (o calor) a través de colisiones con otras moléculas. La Advección transfiere energía a un fluido por el desplazamiento físico de la materia. El proceso de Radiación hace referencia a la transferencia de energía de un cuerpo a otro por medio de ondas electromagnéticas, con o sin la presencia o intervención de un medio físico. (Krauss, Bussinger, 1994; Csanady, 2004).

Propiedades escalares tales como el vapor de agua y la salinidad pueden transportarse a través de la difusión, un procedimiento análogo a la conducción, lo que implica el movimiento aleatorio de moléculas. Los procesos advectivos también pueden transportar propiedades escalares.

3.2 Energía Radiante

La Tierra recibe prácticamente toda su energía del Sol en forma de radiación electromagnética. Esta radiación es absorbida, reflejada y dispersada por la superficie terrestre, el océano y la atmósfera. La radiación absorbida se transforma en calor y otras formas de energía, y eventualmente se devuelve al espacio como radiación terrestre de baja temperatura. Es claro que la radiación es de fundamental importancia para la interacción océano – atmósfera.

La radiación en la atmósfera y el océano viene desde todas las direcciones simultáneamente. La energía radiante por unidad de tiempo, procedente de una dirección específica y pasando a través de una unidad de área perpendicular a esa dirección se llama *Radianza*, I . La *Irradiancia*, F_i o la *densidad de flujo radiante*, es la energía radiante que pasa a través de un área horizontal de unidad por unidad de tiempo, procedentes de todas las direcciones encima de esta. Por lo tanto,

$$F_i = \int_0^{2\pi} I \cos\theta \, d\omega \quad (98)$$

donde θ es el ángulo zenit y $d\omega$ es un ángulo sólido infinitesimal. El $\cos \theta$ refleja la proyección de la unidad de área en la dirección desde la cual proviene I . Los límites 0 y 2π de la integral reflejan el hemisferio de direcciones encima de la unidad de área.

$$F_i = \pi I \quad (99)$$

La irradianza desde abajo de la unidad de área es llamada *exitancia* y se denota por F_e . La *irradianza neta*, F_n , se define como:

$$F_n = F_e + F_i \quad (100)$$

Para radianza isotrópica, la irradianza neta $F_n = 0$. Los flujos son positivos cuando están dirigidos hacia arriba y negativos cuando son hacia abajo.

Como la energía radiante se distribuye sobre un espectro de longitudes de onda, podemos definir la *radianza monocromática*, I_λ , y la *irradianza monocromática*, F_λ , como

$$I = \int_0^\infty I_\lambda d\lambda \quad \text{y} \quad F = \int_0^\infty F_\lambda d\lambda \quad (101)$$

Las interacciones entre radiación y materia pueden tomar varias formas. Ellas incluyen refracción, reflexión, dispersión, difracción, absorción y emisión. Todas estas interacciones se describen en la teoría de ondas electromagnéticas.

Las interacciones entre la radiación y la materia pueden ocurrir vía emisión o extinción. Si la intensidad de la radiación decrece lo llamamos extinción, en caso contrario emisión. Al considerar la extinción, hay dos destinos posibles para un fotón: puede ser absorbido o dispersado (reflejado). Si no hay extinción de los fotones, entonces el fotón ha sido completamente transmitido a través de la materia. La fracción de la radiación incidente que es absorbida (absortividad, A_λ), transmitida (transmisividad, T_λ) y reflejada (reflectividad, R_λ) debe sumar la unidad, por lo que

$$A_\lambda + T_\lambda + R_\lambda = 1 \quad (102)$$

Estas fracciones son funciones de la longitud de onda.

Una sustancia que absorbe la radiación de una determinada longitud de onda, λ , también emite radiación de la misma longitud de onda. La tasa a la que lleva a cabo las emisiones es una función de la temperatura y la longitud de onda. La tasa a la que la emisión tiene lugar sólo depende de la temperatura de la materia y la longitud de onda de la radiación. Ley de Kirchoff, una consecuencia de la segunda ley de la termodinámica, afirma que

$$\frac{F_\lambda}{A_\lambda} = f(\lambda, T) \quad (103)$$

Es decir, que para todos los cuerpos la razón entre la radiación emitida y la absortividad son funciones únicamente de la longitud de onda y la temperatura.

La emisividad se puede definir como la proporción de la radiación emitida a la máxima radiación posible que puede ser emitida a determinada temperatura y longitud de onda

$$\varepsilon_{\lambda} = \frac{F_{\lambda}}{f(\lambda, T)} \quad (104)$$

Por lo anterior podemos ver claramente que la ley de Kirchhoff, establece que la emisividad, ε_{λ} , la cual es proporción de la radianza y la máxima radianza posible, es igual a la absorptividad, por lo tanto,

$$\varepsilon_{\lambda} = A_{\lambda} \quad (105)$$

En palabras significa que la emisión puede ocurrir únicamente a longitudes de onda donde ocurre la absorción. Esta ley es válida únicamente bajo condiciones de equilibrio termodinámico local, lo cual ocurre cuando un número suficiente de colisiones se produce entre moléculas y los estados de las energías de traslación, rotación y vibración están en equilibrio. En la atmósfera, las condiciones de equilibrio termodinámico local no se cumplen en alturas por encima de los 50 Km.

Si un cuerpo emite la máxima cantidad de radiación a una temperatura y longitud de onda en particular, o equivalentemente absorbe toda la radiación incidente, se le conoce con el nombre de *cuerpo negro*. Para un cuerpo negro, $A_{\lambda} = 1$ y $R_{\lambda} = T_{\lambda} = 0$ para todas las longitudes de onda. La radiación de cuerpo negro se caracteriza por las siguientes propiedades:

1. La energía radiante se determina de forma exclusiva por la temperatura del cuerpo emisor.
2. La energía radiante emitida es el máximo posible en todas las longitudes de onda para una temperatura dada.
3. La energía radiante emitida es isótropa.

La teoría de la radiación del cuerpo negro fue desarrollada por Planck en 1900. Planck determinó una relación semi-empírica, que incluye el concepto de que la energía es cuantizada (se puede profundizar en este tema estudiando mecánica cuántica). Planck mostró de la teoría cuántica que la radiación de cuerpo negro, F_{λ} , está dada por

$$F_{\lambda}^* = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5 \left(e^{\frac{hc}{k\lambda T}} - 1 \right)} \quad (106)$$

donde h es la constante de Plank ($h \approx 6.626 \times 10^{-34}$ Js), k es la constante de Boltzmann ($k \approx 1.3806 \times 10^{-23}$ JK⁻¹), c es la velocidad de la luz en el vacío. A la ecuación (105) se le conoce con el nombre de la ley de radiación de Plank.

En la figura 17 podemos observar las curvas de irradianza para temperaturas típicas de la Tierra y la atmósfera, determinadas por (105). Para cada temperatura existe un máximo de emisión que se incrementa con la temperatura. La longitud de onda de máxima emisión para un cuerpo negro se encuentra diferenciando (105) con respecto a la longitud de onda,

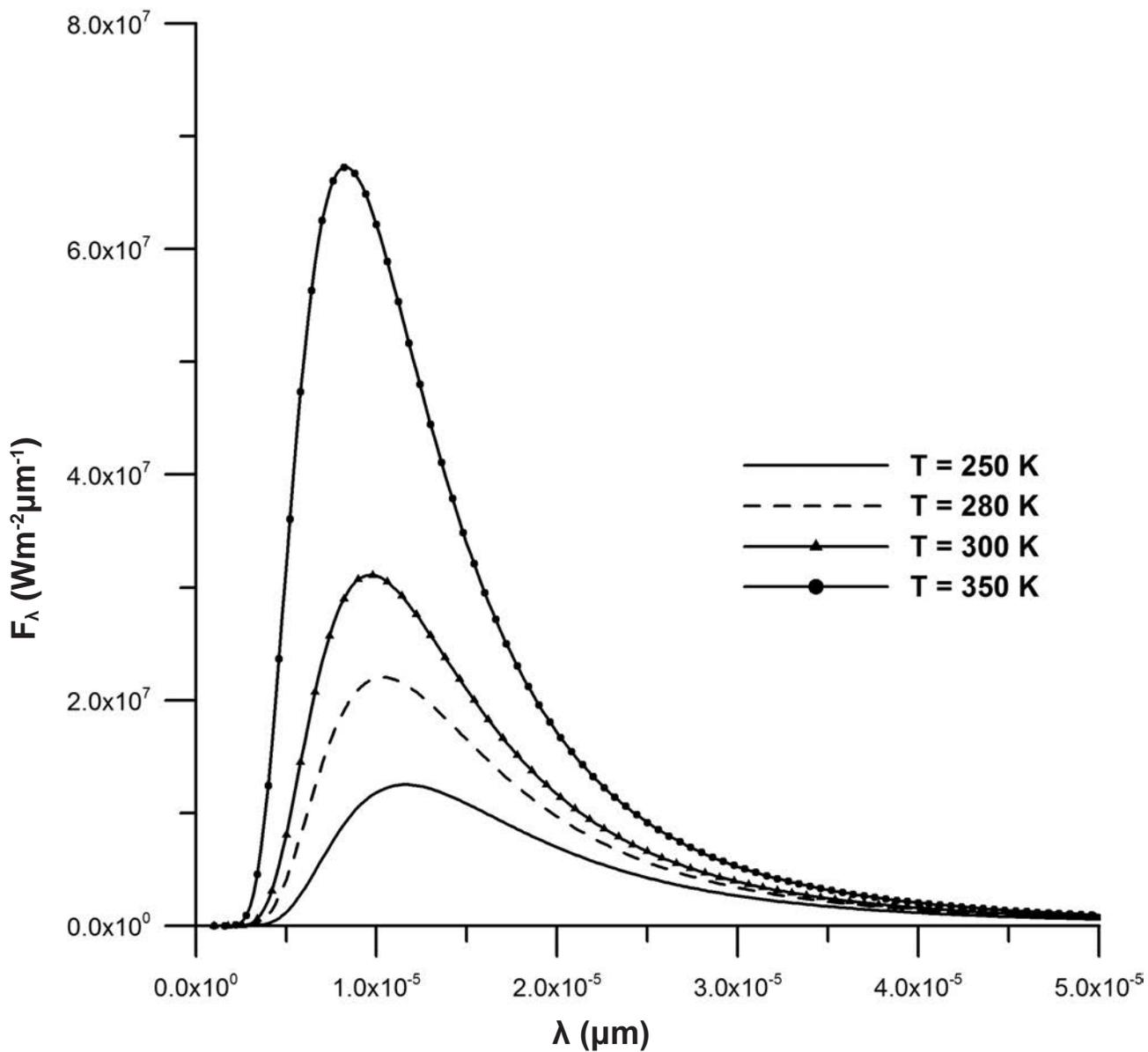


Figura 17. Curvas de Irradianza de cuerpo negro para diferentes temperaturas terrestres.

igualando a cero y resolviendo para dicha longitud de onda. Este procedimiento nos lleva a la *Ley de Desplazamiento de Wien*:

$$\lambda_{\max} = \frac{2897.8}{T} \quad (107)$$

donde T está en Kelvin (K) y la longitud de onda en micro metros (μm).

La irradianza total de cuerpo negro se encuentra integrando (105) sobre todas las longitudes de onda, obteniendo así la ley de Stefan – Boltzmann.

$$F^* = \int_0^{\infty} F_{\lambda} d\lambda = \sigma T^4 \quad (108)$$

donde $\sigma \approx 5.67 \times 10^{-8} \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-4}$ la cual es la constant de Stefan – Boltzman.

Al evaluar la ley de Wien para la temperatura superficial del Sol (6000 K) y para temperatura promedio terrestre (300 K), obtenemos que $\lambda_{\max}^{\text{Sol}} = 0.48\mu\text{m}$ (espectro visible) y $\lambda_{\max}^{\text{Tierra}} = 9.66\mu\text{m}$ (Infrarrojo).

3.3 Transferencia Radiativa

La transferencia de radiación a través de la atmósfera y el océano resultan en la extinción de la radiación. Consideremos en primer lugar la modificación de la intensidad de la radiación monocromática I_{λ} como la que pasa a través de una delgada capa de materia con espesor dx . Suponiendo que la materia está *fría*, de modo que su emisión a la longitud de onda determinada es ligeramente pequeña, de la definición de absorptividad, podemos escribir

$$dI_{\lambda} = -A_{\lambda} \cdot I_{\lambda} \quad (109)$$

con que se puede demostrar que la absorptividad de la materia es proporcional a la densidad y al espesor de la capa, con

$$A_{\lambda} = k_{\lambda}^{\text{abs}} \rho dx \quad (110)$$

donde k_{λ}^{abs} es el coeficiente de absorción de masa (m^2Kg^{-1}).

Combinando (109) y (110) tenemos

$$\frac{dI_{\lambda}}{I_{\lambda}} = -k_{\lambda}^{\text{abs}} \rho dx \quad (111)$$

Esta ecuación establece que el decrecimiento fraccional de la radianza perteneciente a la absorción es proporcional a la masa por unidad de área del medio absorbente. El término de la mano derecha de (111) se puede escribir en términos de la absorción no dimensional de *espesor óptico*, τ_{λ}

$$d\tau_\lambda = k_\lambda^{\text{abs}} \rho dx \quad (112)$$

Si integramos (112), entonces:

$$I_\lambda(x) = I_\lambda(0)e^{-\tau_\lambda} \quad (113)$$

donde $I_\lambda(0)$ es la radianza incidente y $I_\lambda(x)$ es la radianza después de la penetración a la distancia x . La ecuación (113) se conoce como la ley de Beer para la absorción. La misma ecuación se cumple para la dispersión, reemplazando k_λ^{abs} por el coeficiente de dispersión k_λ^{disp} y como todos los procesos son lineales, el coeficiente de extinción se puede determinar como $k_\lambda^{\text{ext}} = k_\lambda^{\text{abs}} + k_\lambda^{\text{disp}}$.

Ahora podemos definir la transmisividad T_λ , como

$$T_\lambda = \frac{I_\lambda(x)}{I_\lambda(0)} = e^{-\tau_\lambda} \quad (114)$$

Para la transferencia de radiación a través de la atmósfera y el océano, es conveniente utilizar la distancia vertical, z , como una coordenada en lugar de la distancia a lo largo del haz de radiación, x . Por ejemplo, la energía proveniente del Sol no suele ser vertical pero entra en un ángulo de cenit, Z (figura 18). Utilizando una coordenada vertical, podemos escribir

$$dx = -dz \cdot \text{Sec } Z \quad (115)$$

donde el signo negativo surge porque z es positiva hacia arriba, mientras que x es positivo en la dirección de la radiación entrante. Ley de Beer, a continuación, puede escribirse como

$$I_\lambda(x) = I_\lambda(0)e^{-\tau_\lambda(z \cdot \text{Sec } Z)} \quad (116)$$

donde τ_λ se mide ahora a lo largo de la vertical y se llama *profundidad óptica*.

Al derivar la ley de Beer, se asumió que la emisión es insignificante en comparación con la radiación incidente. Esta suposición es válida para la radiación visible, pasando a través de la atmósfera o el océano, ya que las temperaturas terrestres son bajas para emitir cualquier radiación de onda corta significativa (figura 17). Con el fin de considerar a la transferencia de radiación infrarroja, también debemos considerar las emisiones. La ecuación de la transferencia de radiación aplicable a situaciones donde hay tanto absorción como emisión a la misma longitud de onda se escribe como

$$dI_\lambda = -\rho k_\lambda^{\text{abs}} (I_\lambda - I_\lambda^*) dx \quad (117)$$

donde I_λ^* es la radianza de cuerpo negro. La ecuación (117) se conoce como la *ecuación de Schwarzschild*.

La velocidad de calentamiento debido a la transferencia radiativa puede ser derivada de una forma amplia de

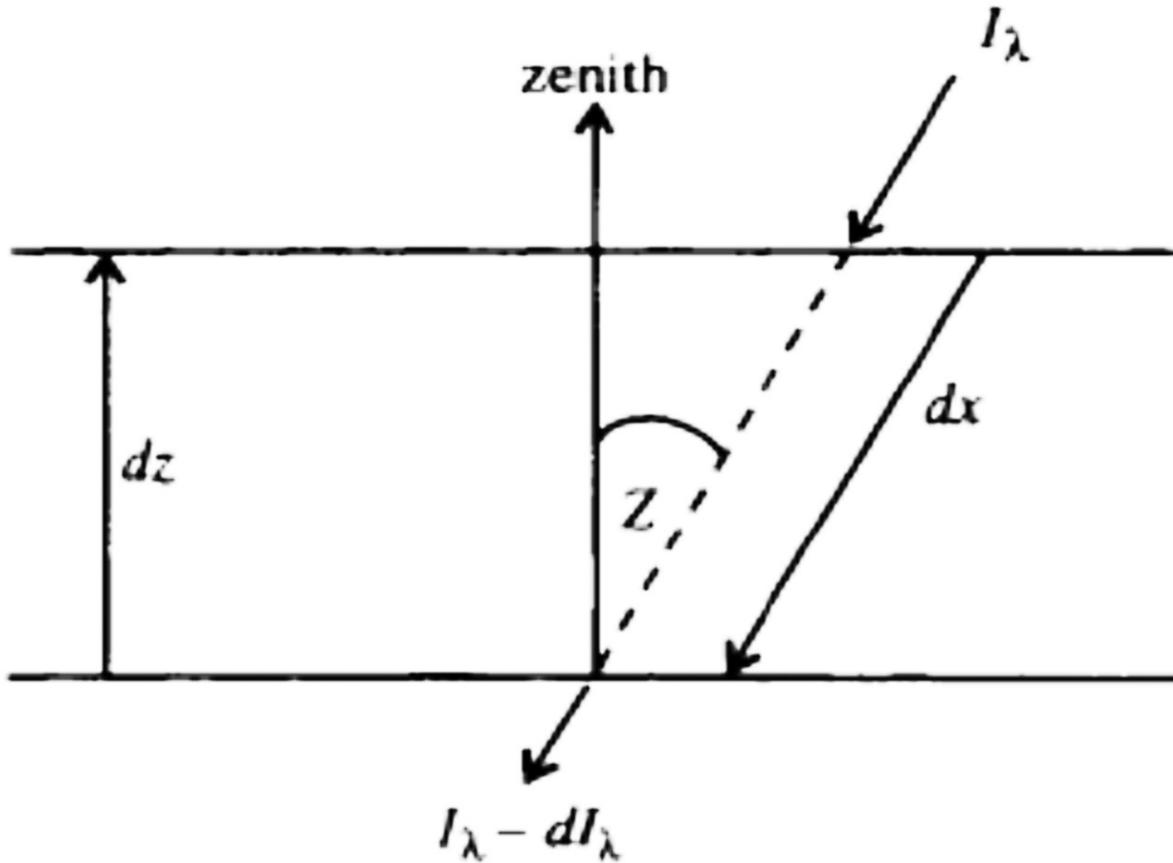


Figura 18. Radiación solar entra en una capa de la atmósfera o el océano con un ángulo, Z. Como viaja a lo largo de un camino dx, parte de la radiación es absorbida. Modificado de Curry & Webster (1999).

$$dI_\lambda = -\rho k_\lambda^{\text{abs}} (I_\lambda - I_\lambda^*) dx \quad (118)$$

De la definición de irradianza podemos escribir $A dF = dQ/dt$, y así tenemos

$$m c_p \frac{T d\theta}{\theta dt} = A \cdot dF \quad (119)$$

Dado que $m/A = \rho dz$, tenemos

$$\frac{T d\theta}{\theta dt} = -\frac{1}{\rho c_p} \frac{\partial F}{\partial z} \quad (120)$$

donde $\partial F/\partial z$ es la *divergencia de flujo radiativo*, y el signo negativo proviene de la convención del signo para F, así que $\partial F/\partial z > 0$ implica enfriamiento. Es de anotar que $dT/dt = d\theta/dt$ para el calentamiento isobárico. Si incorporamos la ecuación hidrostática en (120):

$$\frac{T d\theta}{\theta dt} = \frac{g}{c_v} \frac{\partial F}{\partial p} \quad (121)$$

La divergencia vertical de flujo radiativo se puede entender observando la figura 19.

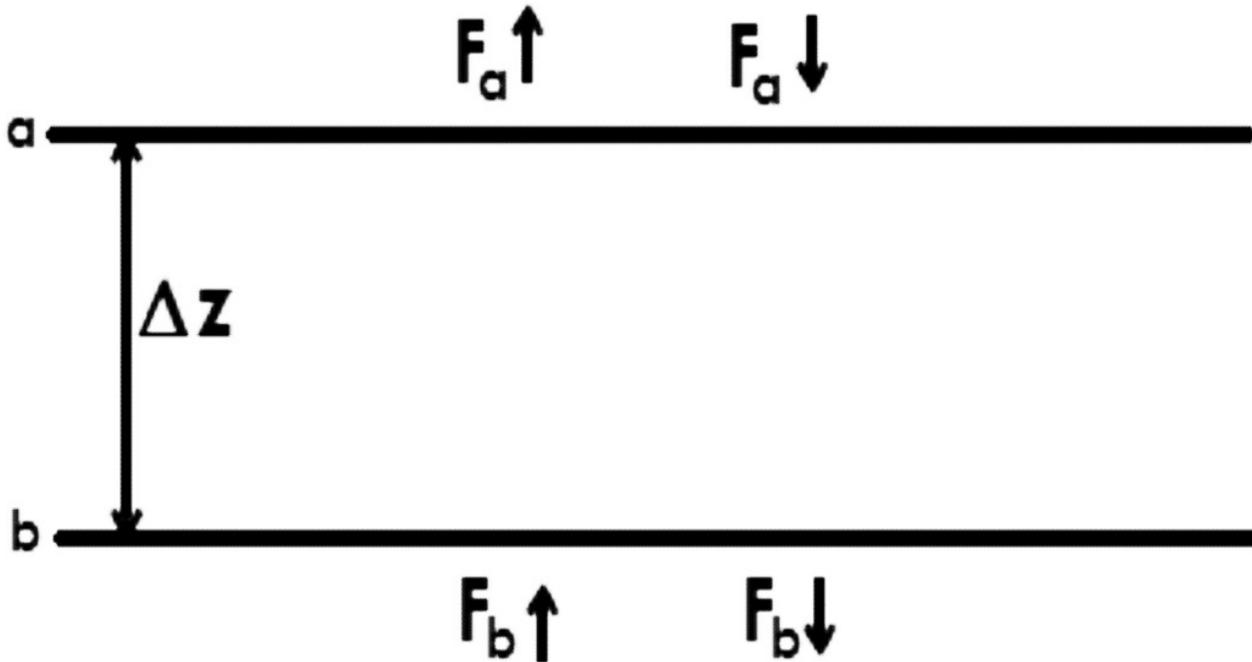


Figura 19. Densidades de flujo radiante de saliente y entrante. Las magnitudes relativas de F_a y F_b determinan si la capa se calentará, enfriará, o siguen siendo las mismas.

La divergencia de flujo radiativo para la situación de la figura 19 es

$$\frac{\partial F}{\partial z} \approx \frac{\Delta F}{\Delta z} = \frac{F_{\text{net},a} - F_{\text{net},b}}{z_a - z_b} \quad (122)$$

Una divergencia de flujo radiativo positivo significa que más radiación está saliendo de la capa a , que está llegando a b ; por lo tanto, existe una pérdida de radiación de la capa y por lo tanto su temperatura disminuye. Una divergencia de flujo radiativo negativa significa que menos radiación está saliendo de la capa a , que la entrante en b ; por lo tanto, existe una ganancia de radiación por la capa y la capa aumenta su temperatura.

3.4 Transporte Turbulento

La turbulencia es el flujo irregular en pequeña escala, que se superpone al movimiento promedio. La turbulencia se caracteriza por irregulares remolinos de movimiento llamados *eddies*. Un amplio espectro tridimensional de remolinos normalmente se produce dentro de las capas de límite atmosférica y oceánica, que son las regiones de la atmósfera y el océano que dependen directamente de la superficie terrestre. El tamaño de eddies turbulentos en la capa límite pueden variar desde milímetros a kilómetros. Regiones de fuertes gradientes verticales de vientos o corrientes también se caracterizan por la presencia de eddies turbulentos, incluso si esas regiones están lejos de la superficie terrestre.

No es posible predecir el comportamiento de la amplia gama de eddies utilizando métodos analíticos o numéricos. Por lo tanto, el movimiento total normalmente está separado en un promedio y una componente turbulenta. La ventaja de separar el movimiento promedio de los movimientos turbulentos de eddies es que un modelo puede considerar el movimiento promedio en un sentido determinístico, al determinar el movimiento turbulento mediante aproximaciones estadísticas.

Al derivar la primera ley de la termodinámica en función de la energía interna con respecto al tiempo, tenemos

$$c_p \frac{dT}{dt} = \frac{dq}{dt} + v \frac{dp}{dt} \quad (123)$$

Usando la definición de temperatura potencial para la atmósfera y para el océano

$$c_p \frac{dT}{\theta} \frac{d\theta}{dt} = \frac{dq}{dt} \quad (124)$$

El uso de la variable θ en lugar de T elimina el término de cambio de presión explícita en la ecuación de la termodinámica.

La conservación de una cantidad escalar requiere que

$$\frac{\partial(\rho C)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho C u_j)}{\partial x_j} = S_c \quad (125)$$

donde S_c es el término fuente para cualquier proceso tal como un cambio de fase, reacciones químicas, difusión molecular, y los flujos límites. Podemos escribir (125) como:

$$\frac{\partial C}{\partial t} + u_j \frac{\partial C}{\partial x_j} = \frac{1}{\rho} S_c \quad (126)$$

En ausencia de calentamiento y los términos fuente se puede obtener

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + u_j \frac{\partial \theta}{\partial x_j} = 0 \quad (127)$$

$$\frac{\partial C}{\partial t} + u_j \frac{\partial C}{\partial x_j} = 0 \quad (128)$$

Suponemos que las variables se pueden dividir en un valor medio variando lentamente y una componente turbulenta que varía rápidamente. Por lo tanto podemos escribir

$$u_j = \bar{u}_j + u'_j \quad (129)$$

$$\theta = \bar{\theta} + \theta' \quad (130)$$

$$C = \bar{C} + C' \quad (131)$$

donde la sobre barra denota el valor medio y el primado denota el componente fluctuante asociado con la turbulencia. La operación promedio que se aplica es la unidad promedio, mediante la cual una unidad es el conjunto de todas las series de tiempo turbulento que se obtendría en idénticas condiciones exteriores, tales como la velocidad del viento, razón de cambio y las condiciones de la superficie. Sustituyendo (129) a (131) en (127) y (128).

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j \theta'}}{\partial x_j} = 0 \quad (132)$$

$$\frac{\partial \bar{C}}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{C}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j C'}}{\partial x_j} = 0 \quad (133)$$

donde por definición $\overline{u_j \theta'} = \overline{u_j C'} = \overline{C'} = 0$. Los términos $\overline{u_j \theta'}$ y $\overline{u_j C'}$ representan la covarianza de las fluctuaciones de velocidad con la temperatura potencial y las fluctuaciones de concentración, respectivamente. Los términos de covarianza en (132) y (133) representan los flujos turbulentos de temperatura potencial y concentración.

La habilidad de los términos de flujos turbulentos para transferir calor y propiedades escalares se ilustra por la transferencia turbulenta de calor bajo condiciones de cuando la temperatura potencial disminuye con la altura (Figura 20a) y cuando la temperatura potencial aumenta con la altura (Figura 20b)

Consideremos un eddie turbulento entre niveles los A y B en la figura 20a, según la cual una fluctuación (descendente) negativa de u_z se calienta adiabáticamente durante su descenso y θ' es más fría que sus alrededores, resultando en un producto instantáneo $\overline{u_z \theta'} > 0$. La fluctuación dirigida hacia arriba ($u'_z > 0$) se enfriará adiabáticamente durante su ascenso y θ' se calentará más que sus alrededores, resultando también en un producto instantáneo $\overline{u'_z \theta'} > 0$. La situación contraria se muestra en la figura 20b.

Este resultado muestra que la turbulencia puede causar un transporte neto de una cantidad tal como el calor ($\overline{u_z \theta'} \neq 0$), aún cuando no haya transporte neto de masa ($\overline{u'_z} = 0$).

Siempre y cuando el proceso sea adiabático (θ es constante), a continuación, una disminución de la temperatura potencial promedio con la altura está asociada con una ascendente transferencia turbulenta de calor, mientras que un aumento de la temperatura potencial promedio con la altura está asociada con un descenso de la transferencia de calor. Es de tener en cuenta que si la temperatura potencial promedio es constante con la altura, entonces no habrá ninguna transferencia neta turbulenta de calor. La transferencia turbulenta de calor no es suficiente para provocar un cambio en la temperatura potencial promedio; de (132) está claro que debe haber un gradiente en el flujo turbulento de calor para cambiar la temperatura.

Debido a las características no lineales de turbulencia, una descripción estadística de turbulencia requiere un conjunto infinito de ecuaciones; esto se conoce como el problema de cierre de turbulencia (closure turbulence). El problema del cierre de turbulencia ha seguido

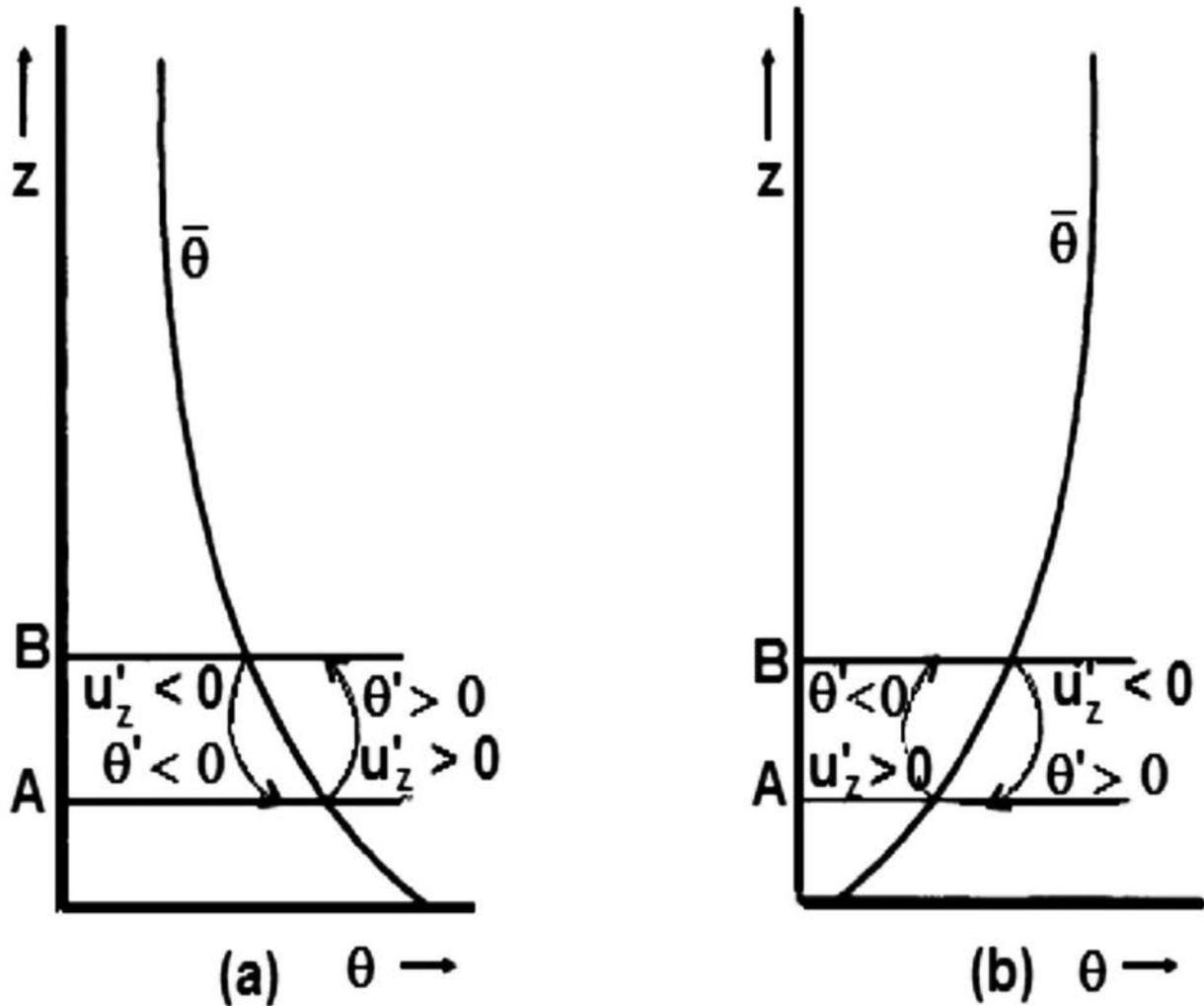


Figura 20. La transferencia de calor por la turbulencia. (a) hay una transferencia neta de calor hacia arriba, porque el perfil de temperatura potencial es tal que una parcela descendente será más fría que su entorno, y una parcela ascendente será más caliente que sus alrededores. En (b), hay una transferencia neta de calor hacia abajo, ya que la parcela descendente será más cálida que sus alrededores, y una parcela ascendente será más fría que sus alrededores. Modificado de Curry & Webster (1999).

siendo uno de los grandes problemas sin resolver de la física clásica. En la atmósfera y el océano, las derivadas verticales del flujo turbulento son típicamente más grandes que las derivadas horizontales, y es por esto que vamos a considerar solamente a las primeras. Para evaluar los flujos turbulentos tales como $\overline{u_z \theta'}$ y $\overline{u_z C'}$, debemos tener en cuenta la presunción de cierre. La presunción más simple, la cual se refiere típicamente como el cierre de turbulencia de primer orden, es para parametrizar los flujos turbulentos usando una analogía con la difusión molecular, por lo cual

$$\overline{u_z \theta'} = -K_\theta \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} \quad (134)$$

$$\overline{u_z C'} = -K_c \frac{\partial \bar{C}}{\partial z} \quad (135)$$

El parámetro K es el coeficiente de difusión turbulenta. Para valores positivos de K, el flujo turbulento tiene signo opuesto al gradiente promedio. Estos coeficientes varían con la localización, estado del fluido, gradiente de la temperatura potencial y periodo promedio.

La ventaja de utilizar el cierre de primer orden (a menudo llamado el modelo de difusión por gradiente) es que los flujos turbulentos pueden determinarse mediante valores promedios. La desventaja del cierre de primer orden es que no se ha encontrado un método satisfactorio para determinar los valores de K sobre la necesaria gama de condiciones.

CAPÍTULO 4.
Procesos Termodinámicos
del Aire Húmedo

4.1 Introducción

En esta sección se describen escenarios que son relevantes para los procesos básicos en la atmósfera. Para realizar de forma eficaz el flujo de discusión comenzaremos con procesos que suceden a un nivel de presión constante (por ejemplo, en la superficie). Luego proseguimos con procesos que implican el ascenso, primera de aire insaturado y luego de aire saturado. Por último, analizaremos los procesos que implican la mezcla de dos masas de aire en la horizontal y la vertical. Las leyes y las fórmulas que describen cada proceso se derivan analíticamente.

La cantidad de vapor de agua en el aire puede aumentar por la evaporación del agua desde la superficie o mediante la evaporación de la lluvia caída a través de aire insaturado. La temperatura de la atmósfera puede disminuir por enfriamiento isobárico (por ejemplo, radiativo refrigeración) o por enfriamiento adiabático del aire ascendente. Un mecanismo adicional que puede aumentar la humedad relativa es la mezcla de dos parcelas insaturadas de aire. En este capítulo, comenzamos escribiendo las leyes combinadas primera y segunda de la termodinámica para un sistema que se compone de aire húmedo más agua condensada.

En un sistema cerrado que consta de aire húmedo, la razón de mezcla de vapor de agua permanece constante a través del curso de las transformaciones termodinámicas, siempre y cuando no se produzca condensación. Sin embargo, la presión de vapor y la humedad relativa no permanecen iguales durante esas transformaciones. Por ejemplo, en una expansión adiabática la presión de vapor disminuye, ya que es proporcional a la presión atmosférica. La humedad relativa se define como

$$HR = \frac{W_v}{W_s(T)} \quad (136)$$

donde W_v es la razón de mezcla de vapor de agua y W_s es la razón de mezcla de saturación.

Para que el aire inicialmente insaturado se convierta en saturado, debe aumentar la humedad relativa. Un aumento en la humedad relativa se puede lograr mediante el aumento de la cantidad de vapor de agua en el aire (es decir, incrementando W_v), y/o por el aire, lo que disminuye $W_s(T)$.

4.2 Primera y Segunda Ley Combinadas

Para entender los procesos termodinámicos en el aire húmedo, consideremos primero la primera y segunda ley combinadas para un sistema que consiste de dos componentes (aire seco y agua) y de dos fases (gas y líquido). Ahora podemos ignorar los efectos superficiales en la fase condensada, y:

$$\begin{aligned} dU &= Td\eta - pdV + \mu_d dn_d + \mu_v dn_v + \mu_l dn_l \\ dH &= Td\eta - Vdp + \mu_d dn_d + \mu_v dn_v + \mu_l dn_l \\ dG &= -\eta dT - Vdp + \mu_d dn_d + \mu_v dn_v + \mu_l dn_l \end{aligned}$$

donde los μ con subíndices son los potenciales químicos ($\mu = \partial G/\partial n$, G es la función de Gibbs), los subíndices hacen referencia al aire seco, vapor de agua y agua líquida, en su orden y n es el número de moles.

La diferencial exacta de la entalpía, dH , donde $H = H(T, p, m_d, m_v, m_l)$ se puede expandir como sigue:

$$dH = \left(\frac{\partial H}{\partial T}\right)dT + \left(\frac{\partial H}{\partial p}\right)dp + \left(\frac{\partial H}{\partial m_d}\right)dm_d + \left(\frac{\partial H}{\partial m_v}\right)dm_v + \left(\frac{\partial H}{\partial m_l}\right)dm_l$$

Si el sistema es cerrado, entonces $dm_d = 0$ y $dm_v = -dm_l$, y así:

$$dH = \left(\frac{\partial H}{\partial T}\right)dT + \left(\frac{\partial H}{\partial p}\right)dp + \left[\left(\frac{\partial H}{\partial m_v}\right) - \left(\frac{\partial H}{\partial m_l}\right)\right]dm_v \quad (137a)$$

dado que $(h_v - h_l) = L_{iv}$, (El cambio de entalpía durante la transición de fase es igual al calor latente).

$$dH = \left(\frac{\partial H}{\partial T}\right)dT + \left(\frac{\partial H}{\partial p}\right)dp + L_{iv}dm_v \quad (137b)$$

Para evaluar $\partial H/\partial p$, consideremos la entalpía total como la suma de las contribuciones individuales del aire seco, vapor de agua, y agua líquida, así que $H = m_d h_d + m_v h_v + m_l h_l$. Ahora se puede escribir

$$\frac{\partial H}{\partial T} = m_d c_{pd} + m_v c_{pv} + m_l c_l \quad (138)$$

Anteriormente establecimos que hay poca diferencia entre los calores específicos de agua líquida a presión y volumen constante, por lo que en adelante no haremos distinciones entre ellos. En igual sentido conocimos que $\partial H/\partial p = 0$ para un gas ideal. Para el agua líquida $\partial H/\partial p \neq 0$, pero el valor es pequeño y por lo tanto también será ignorado. Así reescribimos la ecuación (137)

$$dH = (m_d c_{pd} + m_v c_{pv} + m_l c_l)dT + L_{iv}dm_v \quad (139)$$

En la atmósfera, la masa de vapor de agua es apenas un pequeño porcentaje de la masas de aire seco, y la masa del agua condensada es una pequeña fracción de la masa de vapor de agua. Es así que $m_d \gg m_v \gg m_l$ y aproximamos (137b) a:

$$dH \approx m_d c_{pd}dT + L_{iv}dm_v \quad (140)$$

La entalpía de un sistema consistente de aire húmedo y una nube de agua líquida no es únicamente función de la temperatura (como lo es para un gas ideal), pero también es función del calor latente asociados con los cambios de fase. En la forma intensiva, tenemos

$$dh \approx c_{pd}dT + L_{iv}dw_v \quad (141)$$

De manera similar, se puede escribir una ecuación para la energía interna, aproximándola a:

$$du \approx c_{v,d}dT + L_{iv}dw_v \quad (142)$$

Dependiendo de cómo el sistema termodinámico se defina, se puede incluir el término $L_{iv}dw_v$ puede ser incluida como parte de la entalpía, o puede constituirse una fuente de calor externo. Para un sistema cerrado, podemos escribir

$$dq = c_{p,d}dT + L_{iv}dw_v - vdp \quad (143a)$$

y para un proceso adiabático ($dq = 0$)

$$0 = c_{p,d}dT + L_{iv}dw_v - vdp \quad (143b)$$

Ahora consideremos un sistema de aire húmedo, con una fuente de calor externo asociada con evaporación de una fuente de agua. La primera ley de la termodinámica podemos escribir

$$dq = dh - vdp$$

donde $dh = c_{p,d}dT$ y $dq = L_{iv}dw_l = -L_{iv}dw_v$. Luego ahora se puede escribir:

$$-L_{iv}dw_v = c_{p,d}dT - vdp \quad (144)$$

La primera y segunda ley combinadas para un sistema formado por aire húmedo y una nube de agua líquida puede ser escrito de la siguiente forma

$$Td\eta = dH - Vdp - \sum_j \mu_j dn_j \quad (145)$$

Incluyendo únicamente el cambio de fase de líquido a vapor, podemos incorporar (138) y (139) a (145) y obtenemos:

$$Td\eta = (m_d c_{p,d} + m_v c_{p,v} + m_l c_l) dT + L_{iv} dm_v - Vdp - \mu_v dm_v - \mu_l dm_l \quad (146)$$

Si el sistema es cerrado, entonces $dm_d = 0$ y $dm_v = -dm_l$, y análogamente a (143b) podemos escribir (146) de forma intensiva como:

$$d\eta = (c_{p,d} + w_v c_{p,v} + w_l c_l) dT + L_{iv} dm_v - Vdp - \mu_v dm_v - \mu_l dm_l \quad (147)$$

En (147) se ha separado el término del trabajo de expansión en componentes (olvidando el trabajo de expansión del agua líquida). La *afinidad de vaporización*, A_{iv} , se define (Dutton, 1986) como $A_{iv} = \mu_l - \mu_v$. Si las fases líquida y vapor están en equilibrio ($\mu_l = \mu_v$), entonces $A_{iv} = 0$. En condiciones de subsaturación o supersaturación, el término de afinidad puede ser del orden de varios porcentajes del calor latente de vaporización. Utilizando la primera y segunda ecuaciones de calor latente podemos escribir (147) como

$$d\eta = (c_{p,d} + w_l c_l) d(\ln T) - R_d d(\ln p_d) + d\left(\frac{L_{iv} w_v}{T}\right) + w_v d\left(\frac{A_{iv}}{T}\right) \quad (148)$$

donde $w_t = w_v + w_i$, es la razón de mezcla de agua total.

Con argumentos análogos, la ecuación termodinámica completa para aire húmedo y las nubes que incluye las tres fases de agua se escribe como

$$d\eta = (c_{pd} + w_i c_i) d(\ln T) - R_d d(\ln p_d) + w_v d\left(\frac{A_{iv}}{T}\right) + d\left(\frac{L_{iv} w_v}{T}\right) - w_i d\left(\frac{A_{iv}}{T}\right) - d\left(\frac{L_{iv} w_i}{T}\right) \quad (149)$$

donde w_i hace referencia a la razón de mezcla del agua en fase sólida. A_{iv} , es la afinidad de congelamiento, ésta puede alcanzar el 20% del calor latente de fusión.

4.3 Enfriamiento Isobárico

Un proceso termodinámico se puede aproximar a isobárico si los movimientos verticales son pequeños y hay únicamente una pequeña desviación de la presión de referencia. En ausencia de condensación, la primera ley de la termodinámica para un proceso isobárico en el aire húmedo es escrita como

$$dq = dh = c_p dT$$

A medida que se enfría el aire húmedo, aumenta la humedad relativa: w_v sigue siendo la misma, pero a medida que la temperatura disminuye, a continuación, w_s disminuye. Si el enfriamiento continúa, w_s será igual a w_v y la humedad relativa HR será igual a unidad; en este punto, el aire ha alcanzado la saturación. Además del enfriamiento más allá de la saturación resulta en condensación.

La temperatura a la que se alcanza la saturación en un proceso de enfriamiento isobárico es la temperatura de *punto de rocío*. La temperatura de punto de rocío, denotada por T_D , se puede definir como

$$e = e_s(T_D) \quad (150)$$

o de manera equivalente

$$w_v = w_s(T_D) \quad (151)$$

Si utilizamos la ecuación de Clausius - Clapeyron $\frac{dp}{dT} = \frac{L_{iv} p}{R_v T^2}$ podemos obtener

$$\frac{d(\ln e)}{dT_D} = \frac{L_{iv}}{R_v T_D^2} \quad (152)$$

y que e y T_D dan la información equivalente acerca de la cantidad de vapor de agua en la atmósfera. Una relación entre T_D y HR, se puede obtener integrando (152) entre T y T_D .

$$HR = \exp\left[-\frac{L_{iv}}{R_v} \left(\frac{T - T_D}{T \cdot T_D}\right)\right] \quad (153)$$

El término $T - T_D$ se conoce con el nombre de la *depresión del punto de rocío*. Se observa de (153) que HR y T_D son inversamente proporcionales y que la humedad relativa del 100% corresponde a la depresión de punto de rocío cero.

Si se dan la temperatura, la presión y la temperatura de punto de rocío, pueden calcularse los valores de la razón de mezcla, la humedad relativa y la presión de vapor. En un proceso isobárico en ausencia de condensación, la temperatura punto de rocío es conservativa; es decir, no cambia durante el proceso de enfriamiento hasta que se alcanza la condensación. Una vez que el aire se enfría ligeramente por debajo de la temperatura de punto de rocío, comienza la condensación. Después de que comience la condensación, la primera ley de la termodinámica para un proceso isobárico se escribe siguiendo en forma aproximada.

$$dq = dh = c_{pd}dT + L_{iv}dw_v \quad (154)$$

Suponiendo que la condensación se produce en la saturación ($HR = 1$), y que la razón de mezcla del vapor de agua es igual a la razón de mezcla del vapor de saturación $w_v = w_s$, podemos escribir

$$w_t = w_s + w_l \quad (155)$$

En un sistema cerrado, w_t permanece constante, así que

$$dw_l = -dw_s$$

Usando la aproximación $w_s \approx \frac{\varepsilon e_s}{p}$, donde $\varepsilon = \frac{M_v}{M_d} = 0.622$ y la ecuación de Clausius – Clapeyron obtenemos:

$$dw_l = -dw_s = -\frac{\varepsilon e_s}{p} = \frac{\varepsilon L_{iv} e_s}{p R_v T^2} dT \quad (156a)$$

Incorporando (156a) en (154) y utilizando $R_d = R_v/\varepsilon$, tenemos

$$dw_l = -\left(\frac{L_{iv} e_s}{c_p p R_d T^2 + L_{iv} e_s} \right) dq \quad (156b)$$

Combinando (156b) con (154) obtenemos una relación entre dq y dT durante la condensación isobárica.

$$dq = -\left(c_p + \frac{L_{iv} e_s}{c_p p R_d T^2} \right) dT \quad (157)$$

Las ecuaciones antes derivadas son igualmente válidas para el calentamiento isobárico

La figura 21 nos muestra un esquema de un ascenso (descenso) isobárico.

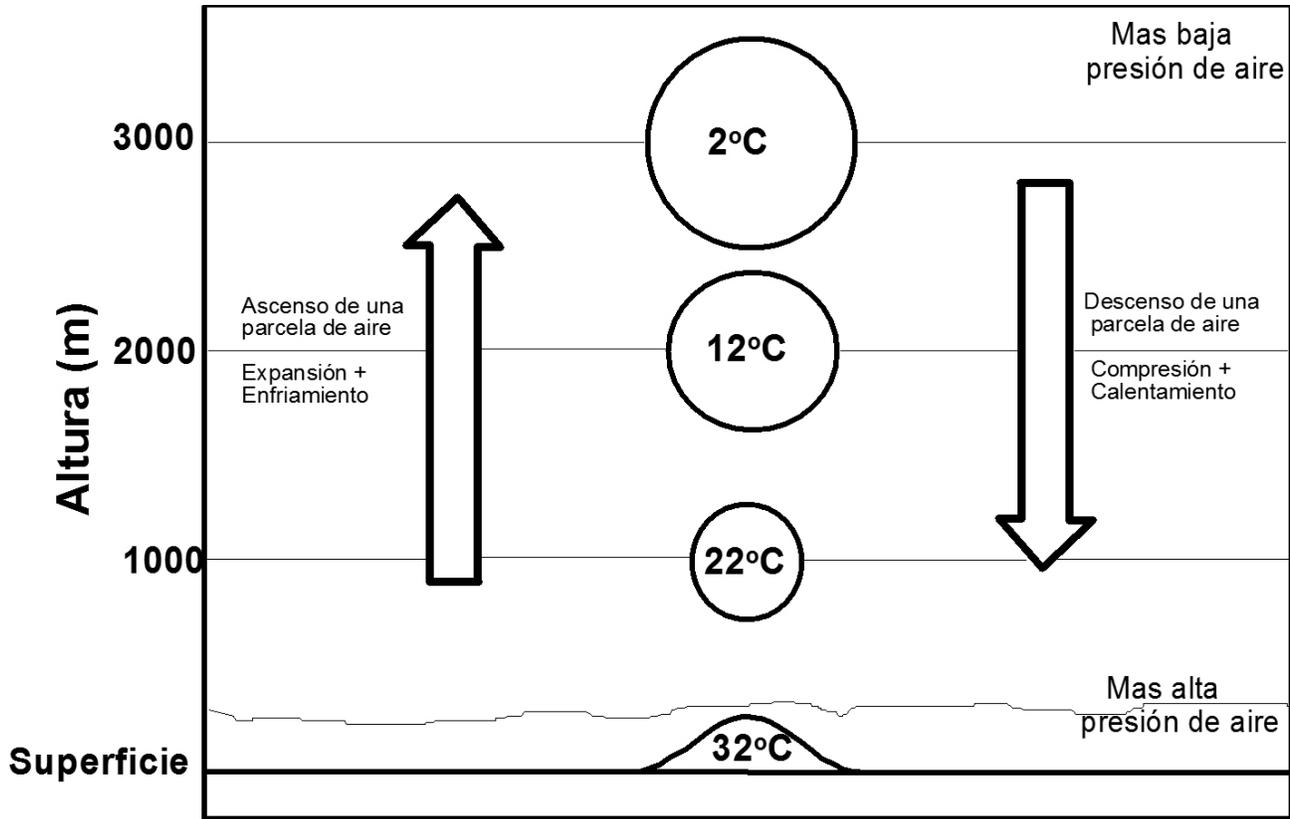


Figura 21. Esquema de una parcela de aire sometida a un proceso isobárico

4.4 Refrigeración y Humectación por Evaporación del Agua

Consideremos la posibilidad de un sistema compuesto por aire húmedo insaturado más lluvia cayendo a través del aire. Debido a que el aire es insaturado, se evaporará la lluvia. Si no hay ninguna fuente de calor externa ($dq = 0$), y la evaporación ocurre isobáricamente ($dp = 0$), podemos escribir la ecuación de entalpía (154) en forma de una ecuación adiabática, isobárica (o isentálpica) como

$$0 = dh = c_p dT - L_{lv} dw_l = c_p dT + L_{lv} dw_s \quad (158)$$

donde c_p se puede aproximar al valor del aire seco, o alternatively se pueden incorporar las contribuciones del vapor y agua líquida. Como $dh = 0$, (158) se puede utilizar para determinar una relación entre la temperatura y humedad para procesos isentálpicos en la atmósfera que envuelven un cambio de fase del agua.

Si permitimos que suficiente agua líquida de la lluvia se evapore para que el aire se sature, podemos integrar (158), y

$$c_p \int_T^{T_w} dT = -L_{lv} \int_{w_l}^0 dw_s$$

donde w_1 representa la cantidad de agua que se debe evaporar para llevar al aire a la saturación. Durante el proceso de evaporación, el calor latente se extrae de la atmósfera, y la temperatura final, que se referencia como la *temperatura de bulbo húmedo* (T_w), es más fría que la temperatura inicial. La integración arroja:

$$c_p(T_w - T) = -L_{iv}[w_s(T_w) - w_v]$$

o alternativamente

$$T_w = T - \frac{L_{iv}}{C_p} [w_s(T_w) - w_v] \quad (159)$$

4.5 Saturación por Mezcla Adiabática Isobárica

Hay un proceso isobárico adicional que puede llevar aire insaturado a la saturación. En algunas circunstancias, la mezcla isobárica de dos muestras de aire insaturado conduce a la saturación. Un ejemplo de este proceso se produce cuando la respiración produce un soplo de nube en un día frío. Consideremos la mezcla isobárica de dos masas de aire húmedas, con diferentes temperaturas y humedades, pero a la misma presión. Se supone que no ocurre la condensación. Para mezclas adiabática e isobárica, podemos escribir la primera ley de la termodinámica.

$$0 = dH \approx m_1 c_{pd} dT_1 - m_2 c_{pd} dT_2$$

Donde dT_1 y dT_2 corresponden al cambio de temperatura de las masas de aire sobre la mezcla y se ha hecho caso omiso de la capacidad calorífica del vapor de agua. Tras la integración de un estado inicial donde las masas de aire están sin mezclar a un estado final donde las masas de aire ambos tienen la misma temperatura final, T , tenemos:

$$m_1 c_{pd}(T - T_1) + m_2 c_{pd}(T - T_2) = 0$$

Resolviendo para T :

$$T = \frac{m_1}{m_1 + m_2} T_1 + \frac{m_2}{m_1 + m_2} T_2$$

La masa total $m = m_1 + m_2$ permanece constante durante el proceso de mezclado, por lo que la humedad específica es un promedio ponderado de masa de q_{v1} y q_{v2}

$$q_v = \frac{m_1}{m_1 + m_2} q_{v1} + \frac{m_2}{m_1 + m_2} q_{v2}$$

Por lo tanto, la temperatura y la humedad específica se mezclan linealmente si no se tiene en cuenta la capacidad calorífica del vapor de agua. Como $q_v = w_v$, también podemos asumir que las razones de mezcla se mezclan linealmente. Si luego asumimos que $w_s \approx \frac{\epsilon e_s}{p}$, entonces la presión de vapor se mezcla linealmente también.

Debido a la no-linealidad de la ecuación de Clausius-Clapeyron, la mezcla isobárica adiabática resulta en un aumento de la humedad relativa.

Utilizando (158) y la definición de razón de mezcla de vapor saturado (w_s) podemos escribir

$$0 = c_p dT + \frac{L_v \varepsilon}{p} de$$

(160)

$$\frac{de}{dT} = -\frac{pc_p}{L_v \varepsilon}$$

Un ejemplo notable de la formación de nubes por mezcla adiabática isobárica se produce cuando los gases de escape de la combustión de combustibles por aviones, mezcla la atmósfera ambiental. Los senderos de las nubes a menudo formados por un avión en vuelo a gran altitud se conocen como senderos de condensación, o estelas. En el escape, el avión expulsa calor y vapor de agua; la temperatura de los gases de escape es típicamente 600 K.

4.6 Enfriamiento Adiabático Saturado

El enfriamiento adiabático es el mecanismo más importante por el cual el aire húmedo es llevado a la saturación. En el capítulo 2 explicamos que la expansión adiabática ocurre cuando una masa de aire seco se eleva debido a levantamiento mecánico, convergencia de bajo nivel, mezcla turbulenta y boyanza causada por calentamiento de la superficie.

Recordemos la ecuación (72b), de la cual se deriva una expresión para la temperatura potencial (81) y la razón de cambio adiabático (87).

Recordemos que la temperatura potencial, θ , se conserva en procesos adiabáticos reversibles secos en la atmósfera. Como el aire se expande adiabáticamente y se enfría, la humedad relativa aumenta con la temperatura y la razón de mezcla de saturación decrece. La razón de mezcla de vapor de agua permanece constante durante el ascenso adiabático. En algún momento, la humedad relativa alcanza el 100% y el enfriamiento termina en condensación. Para determinar la temperatura y la presión a la que se alcanza la saturación, diferenciamos logarítmicamente $HR = e/e_s$.

$$d(\ln HR) = d(\ln e) - d(\ln e_s) \tag{161}$$

Usando la ley de las presiones parciales de Dalton, tenemos que $d(\ln p) = d(\ln e)$, y podemos escribir la primera ley de la termodinámica para un proceso en la forma de entalpía como

$$d(\ln e) = \frac{c_p}{R_d} d(\ln T) \tag{162}$$

Usando la ecuación de Clasussius – Clapeyron, tenemos

$$d(\ln e_s) = \frac{L_v C_p}{R_v T} d(\ln T) \quad (163)$$

Incorporando (162) y (163) en (161), podemos integrar esta última de la condición inicial a la condición de saturación, indicada por $HR = 1$ y $T = T_s$, donde T_s es la temperatura de saturación.

$$\int_{HR}^1 d(\ln H^*) = \int_T^{T_s} \left(\frac{C_p}{R_d} - \frac{\varepsilon L_v}{R_d T} \right) d(\ln T')$$

y obtenemos

$$-\ln(HR) = \frac{C_p}{R_d} \ln\left(\frac{T_s}{T}\right) + \frac{\varepsilon L_v}{R_d T} \left(\frac{1}{T_s} - \frac{1}{T}\right) \quad (164)$$

La ecuación (164) se puede resolver numéricamente y obtener T_s . Una aproximada pero simple ecuación (Bolton, 1980) para T_s , dando valores iniciales de T (en Kelvin) y HR es:

$$T_s = \frac{1}{\frac{1}{T-55} - \frac{\ln(HR)}{2840}} + 55 \quad (165)$$

La presión de saturación, p_s , se puede obtener de (73c):

$$\ln\left(\frac{p_s}{p}\right) = \frac{C_p}{R_d} \ln\left(\frac{T_s}{T}\right)$$

O en su forma análoga

$$p_s = p \left(\frac{T_s}{T}\right)^{\frac{C_p}{R_d}} \quad (166)$$

La coordenada (T_s, p_s) se conoce como el *punto de saturación* de una masa de aire.

Durante el ascenso, la razón de mezcla de vapor de agua, w_v , permanece constante hasta que se produce la saturación. Sin embargo, la temperatura de punto de rocío, disminuye ligeramente durante el ascenso con el descenso de la presión. Recordemos desde (152) que

$$d(\ln e) = \frac{L_v}{R_v T_D^2} dT_D \quad (167)$$

Usando la ley de Dalton de las presiones parciales, podemos escribir la ecuación hipsométrica como

$$d(\ln e) = \frac{g}{R_d T} dz \quad (168)$$

Combinando (167) y (168), obtenemos

$$\frac{dT_D}{dz} = \frac{T_D^2 g}{\varepsilon L_v T} = \frac{T_D^2 C_p}{\varepsilon L_v T} \Gamma_d \quad (169)$$

Para valores típicos atmosféricos, dT_D/dz es aproximadamente un sexto de la razón de cambio adiabático. En el nivel de saturación T se convierte en T_D y en T_s . La elevación del nivel de condensación, z_s , corresponde al nivel de la presión de saturación, p_s .

Usando (169) y la definición de razón de cambio adiabático seco, $\Gamma_d = g/c_p$, podemos escribir

$$\frac{d(T - T_D)}{dz} = \left(1 + \frac{T_D^2 c_p}{\varepsilon L_V T} \right) \Gamma_d \quad (170)$$

Cuando $T = T_D$, se ha alcanzado el nivel de saturación, y un valor de z_s se puede determinar integrando (170)

$$\int_{T_0 - T_{D0}}^0 d(T - T_D) \int_0^{z_s} \left[\left(1 + \frac{T_D^2 c_p}{\varepsilon L_V T} \right) \Gamma_d \right] dz \quad (171)$$

Donde $T_0 - T_{D0}$ es la depresión del punto de rocío en la superficie. Para una parcela de aire levantado de la superficie, el valor de z_s se puede estimar de (171):

$$z_s = 0.12(T_0 - T_{D0}) \quad (172)$$

Esta relación es una expresión aproximada de la altura de la elevación de condensación alcanzado en un ascenso adiabático. El cálculo del nivel de condensación proporciona una buena estimación de la altura base de nubes que se forman por ascenso adiabático.

Una vez ocurre la saturación, el ascenso de la masa de aire resulta en condensación. *Debido al calor latente liberado durante la condensación, la disminución de temperatura con la altura será menor que en ascenso adiabático seco.* Además, la temperatura potencial, θ , que fue conservada en un ascenso adiabático seco reversible, ya no se conserva una vez que se produce la condensación.

Una derivación de una forma aproximada de la *razón de cambio adiabático saturado*, Γ_s , se da aquí iniciando con la ecuación de entropía adiabática en la siguiente forma aproximada:

$$0 = c_{pd} d(\ln T) - R_d d(\ln p) + \frac{L_V}{T} dw_s \quad (173)$$

Usando la ecuación hipsométrica (43)

$$\frac{dp}{p} = -\frac{g}{R_d T} dz$$

y teniendo en cuenta que

$$\frac{dw_s}{w_s} = \frac{de_s}{e_s} = \frac{dp}{p},$$

podemos reescribir (173) como

$$-L_V w_s \left(\frac{de_s}{e_s} - \frac{dp}{p} \right) = c_p dT + g dz \quad (174)$$

Derivando (174) por dz y resolviendo para $-dT/dz$, obtenemos

$$-\frac{dT}{dz} = \frac{L_v}{c_p} w_s \left(\frac{1}{e_s} \frac{de_s}{dz} - \frac{g}{RT} \right) + \frac{g}{c_p} \quad (175)$$

Usando la regla de la cadena, escribimos ahora en términos de de_s/dz :

$$\frac{de_s}{dz} = \frac{de_s}{dT} \frac{dT}{dz} \quad (176)$$

Sustituyendo (176) en (175):

$$-\frac{dT}{dz} \left(1 + \frac{de_s}{dT} \frac{L_v}{c_p} \frac{w_s}{e_s} \right) = \frac{g}{c_p} \left(\frac{L_v w_s}{RT} + 1 \right) \quad (177)$$

Incorporando la ecuación de Claussius-Clapeyron, y resolviendo para $dT/dz = -\Gamma_s$, obtenemos finalmente:

$$\Gamma_s = \Gamma_d \left(\frac{1 + \frac{L_v w_s}{R_d T}}{1 + \frac{\varepsilon L_v^2 w_s}{c_{pd} R_d T^2}} \right) \quad (178)$$

Se nota que el denominador es mayor que el numerador, por lo tanto $\Gamma_d > \Gamma_s$. A la cantidad Γ_s se le conoce con el nombre de razón de cambio pseudoadiabático.

CAPÍTULO 5.
Estabilidad Estática en
la Atmósfera Saturada

5.1 Introducción

En la sección 1.11 consideramos el equilibrio hidrostático en la atmósfera y el océano, según el cual la aceleración gravitatoria es equilibrada por la fuerza de gradiente de presión vertical. Ahora vamos a examinar desplazamientos verticales en un fluido que se encuentra en equilibrio hidrostático. Una parcela que se desplaza verticalmente dentro de un fluido está sujeta a la compresión o expansión adiabática, y por lo tanto va a cambiar su temperatura. Como la parcela se desplaza verticalmente, puede resultar más cálida o más fría que el fluido circundante en un nivel determinado. Si la parcela se vuelve más o menos densa que el fluido circundante, estará sujeta a una aceleración hacia abajo o hacia arriba. Por principio de Arquímedes, el empuje boyante es igual al peso del fluido circundante que es desplazado. Por lo tanto una parcela del fluido que se desplaza verticalmente está sujeta a una fuerza de boyanza. *Si la boyanza que actúa sobre la masa desplazada la devuelve a su posición inicial, entonces, el fluido es estáticamente estable. Si la masa desplazada es acelerada lejos de su posición inicial, el fluido es estáticamente inestable. Si la masa desplazada permanece en equilibrio con su entorno, entonces el fluido está en un estado de equilibrio neutro.*

La estabilidad estática de la atmósfera es importante en la explicación y la predicción de la convección de cumulus y tormentas severas, lluvias, turbulencia de la capa límite y dinámica atmosférica a gran escala. La estabilidad estática del océano es importante en la determinación de la turbulencia de la capa límite, mezcla interna, convección y la formación de aguas profundas.

Los procesos que pueden modificar la estabilidad estática de una capa en la atmósfera o el océano son: 1) los movimientos verticales en la capa, y 2) calentamiento o enfriamiento diferencial de la capa.

5.2 Criterios de Estabilidad

Para entender los criterios de estabilidad en la atmósfera y el océano, y determinar los criterios de estabilidad, vamos a considerar una pequeña masa, o parcela, que se desplaza verticalmente en un fluido en reposo y equilibrio hidrostático. La parcela inicialmente tiene el mismo estado termodinámico que el fluido circundante el cual está al mismo nivel vertical. Una vez que la parcela se desplace fuera de su posición inicial, su estado termodinámico será diferente del correspondiente ambiente del nivel vertical proveniente. Las variables en la parcela serán denotadas por primas para diferenciarlas de su entorno.

¿Qué características debe tener la parcela?

1. La parcela conserva su identidad y no se combina con su entorno.
2. El movimiento de la parcela no perturba a su entorno.
3. La presión p' de la parcela se ajusta instantáneamente a la presión p del fluido circundante.

4. La parcela se mueve isentrópicamente, por lo que su temperatura potencial θ' , permanece constante.

Se supone que el fluido ambiental está en equilibrio hidrostático, lo cual puede ser expresado tras (29) como:

$$0 = -g - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} \quad (179)$$

Consideremos un pequeño desplazamiento de la parcela en la dirección vertical. De la segunda ley de movimiento de Newton, la aceleración de la parcela debe ser igual a la suma de las fuerzas gravitacionales y gradiente de presión. Por lo tanto, podemos escribir la siguiente expresión para la aceleración de la parcela:

$$\frac{du'_z}{dt} = -g - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} \quad (180)$$

donde U'_z es la velocidad vertical de la parcela. De la característica 3 de la parcela y $\frac{\partial p'}{\partial z} = \frac{\partial p}{\partial z} = -\rho g$ y obtenemos:

$$\frac{du'_z}{dt} = g \frac{\rho - \rho'}{\rho} \quad (181)$$

El término del lado derecho de la ecuación (181) es la fuerza de boyanza de la parcela. Si la parcela es menos densa que su alrededor, entonces se acelerará hacia arriba.

Ahora podemos escribir (181) en términos del gradiente vertical de densidad considerando un pequeño desplazamiento de la parcela de su localización original. Si hacemos $z = 0$ como la posición inicial, donde la densidad de la parcela es $\rho'_z = \rho_0$, utilizando la expansión de Taylor, podemos expandir la densidad de la parcela alrededor de la posición inicial

$$\rho' = \rho_0 + \left(\frac{d\rho'}{dz} \right) z + \dots \quad (182)$$

donde podemos ignorar términos de orden superior, con potencias de z si el desplazamiento vertical es pequeño. De la misma manera, escribimos para la densidad del medio ambiente

$$\rho = \rho + \left(\frac{d\rho}{dz} \right) z + \dots \quad (183)$$

Sustituyendo (182) y (183) en (181), obtenemos

$$\frac{du_z}{dt} = \frac{g}{\rho_0} \left[\left(\frac{d\rho}{dz} \right) - \left(\frac{d\rho'}{dz} \right) \right] z \approx \frac{g}{\rho_0} \left[\left(\frac{d\rho}{dz} \right) - \left(\frac{d\rho'}{dz} \right) \right] z \quad (184)$$

Para que la parcela sea estable a un desplazamiento vertical, de modo que cualquier desplazamiento vertical iría seguido de una aceleración de retorno de la parcela a su posición inicial, $d\rho'$ debe superar el correspondiente cambio vertical de la densidad del entorno, $d\rho$.

Podemos ahora definir la frecuencia Brunt-Väisälä, N , como:

$$N^2 = \frac{g}{\rho_0} \left[\left(\frac{d\rho'}{dz} \right) - \left(\frac{d\rho}{dz} \right) \right] \quad (185)$$

lo cual también es la *frecuencia de boyanza*. Sustituyendo (185) en (184)

$$\frac{d^2z}{dt^2} + N^2z = 0 \quad (186)$$

Esta ecuación es de la forma de la ecuación de movimiento para un oscilador armónico lineal. De la solución (186) se muestra fácilmente que:

$$z = A_1 \exp(iNt) + B_1 \exp(-iNt) \quad (187)$$

donde A_1 y B_1 son constantes arbitrarias. Si $N^2 < 0$, entonces la solución de (186) es

$$z = A_1 \exp(|N|t) + B_1 \exp(-|N|t) \quad (188)$$

El primer término de la mano derecha de (188) implica que el desplazamiento se incrementará exponencialmente con el tiempo, lo cual es un caso claro de inestabilidad. Es decir, para un desplazamiento arbitrario hacia arriba o hacia abajo, la parcela se acelerará fuera de su posición inicial. Si $N^2 > 0$, entonces la solución de (186) es

$$z = A_1 \text{Cos}(Nt) + B_1 \text{Sen}(Nt) \quad (189)$$

así que una parcela oscila en la vertical con una frecuencia N y periodo de oscilación dado por

$$\tau_g = \frac{2\pi}{N} \quad (190)$$

Debido a que la parcela oscila alrededor de su posición inicial cuando $N^2 > 0$, esto es una situación estable. Si $N^2 = 0$, la parcela es neutra y no hay ninguna aceleración. De (186), obtenemos los siguientes criterios de estabilidad estática para un fluido con respecto a los pequeños desplazamientos verticales:

$$\begin{aligned} N^2 > 0: & \text{estable} \\ N^2 = 0: & \text{Neutra} \\ N^2 < 0: & \text{Inestable} \end{aligned} \quad (191)$$

Para interpretar completamente estos criterios de estabilidad, examinamos la frecuencia de boyanza, N , individualmente en el océano y la atmósfera. En primer lugar, consideremos la aplicación de (185) al océano. El cambio vertical de densidad $d\rho'/dz$ para una parcela del océano que se desliza verticalmente e isentrópicamente se puede escribir como

$$\frac{d\rho'}{dz} = \left(\frac{\partial \rho'}{\partial p'} \right) \frac{dp'}{dz} + \left(\frac{\partial \rho'}{\partial T'} \right) \frac{dT'}{dz} \quad (192)$$

Note que la salinidad de la parcela no participa en (192). El cambio vertical de densidad $d\rho/dz$ en el ambiente oceánico está dado por:

$$\frac{d\rho}{dz} \equiv \left(\frac{\partial\rho}{\partial p}\right)\frac{dp}{dz} + \left(\frac{\partial\rho}{\partial T}\right)\frac{dT}{dz} + \left(\frac{\partial\rho}{\partial s}\right)\frac{ds}{dz} \quad (193)$$

incorporando (192) y (193) en la expresión para la frecuencia de boyanza (185), obtenemos

$$N^2 = g\alpha\left(\frac{dT}{dz} + \Gamma'_{ad}\right) - g\beta\frac{ds}{dz}, \quad (194)$$

donde se han utilizado las definiciones de coeficientes de contracción salina (β) y térmica (α), y la razón de cambio adiabático (Γ): igualmente, se han ignorado los efectos de fluctuación de presión. La expresión (194) establece que si no hay gradiente vertical de salinidad en el ambiente, entonces el océano es estable a desplazamientos verticales si la razón de cambio en el océano es menor que el valor adiabático. También, si la razón de cambio ambiental es igual a la razón de cambio adiabático, el océano será inestable a desplazamientos verticales si la salinidad decrece con la profundidad.

Podemos seguir un procedimiento similar para la atmósfera húmeda (pero insaturada). Usando la ley de gases ideales e ignorando fluctuaciones de presión, podemos reescribir (185) como:

$$N^2 = \frac{g}{T_0}\left(\frac{dT_v}{dz} + \Gamma'_d\right) \quad (195)$$

De la definición de la temperatura potencial virtual θ_v , podemos mostrar que

$$\frac{1}{\theta} \frac{d\theta_v}{dz} = \frac{1}{T} \frac{dT_v}{dz} - \frac{R_d}{c_{pd}} \frac{1}{p} \frac{dp}{dz} = \frac{1}{T} \frac{dT_v}{dz} - \frac{g}{c_{pd}} \quad (196)$$

y al reescribir (195) tenemos

$$N^2 = \frac{g}{\theta_0} \frac{d\theta_v}{dz} \quad (197)$$

Los criterios de estabilidad estática para ambiente húmedo, pero insaturado, por tanto, pueden ser escritos equivalentemente como

$$\begin{aligned} \frac{d\theta_v}{dz} > 0 & \quad \circ \quad -\frac{dT_v}{dz} < \Gamma_d : \text{Estable} \\ \frac{d\theta_v}{dz} = 0 & \quad \circ \quad -\frac{dT_v}{dz} = \Gamma_d : \text{Neutra} \\ \frac{d\theta_v}{dz} < 0 & \quad \circ \quad -\frac{dT_v}{dz} > \Gamma_d : \text{Inestable} \end{aligned} \quad (198)$$

El término $-dT_v/dz$ en (198) puede interpretarse como la razón de cambio de la temperatura virtual ambiental. Al considerar la estabilidad estática atmosférica, es importante mantener la corrección de temperatura virtual, ya que las diferencias en la humedad específica entre

la parcela y el entorno pueden ser importantes en la determinación de la fuerza de boyanza, especialmente en los trópicos.

La inestabilidad estática en la atmósfera y el océano ($N^2 < 0$) da lugar a la convección boyante, lo que se refiere a los movimientos verticales inducidos por aceleraciones boyantes. En la atmósfera, la convección es típicamente inducida por calentamiento superficial terrestre y comúnmente resulta en la formación de nubes cumuliformes. En el océano, la convección es inducida por un aumento en la densidad superficial causada por enfriamiento y un aumento de la salinidad, causada por la evaporación excesiva o la formación de hielo del mar; por lo tanto la convección en el océano consiste en movimientos hacia abajo. La convección en la atmósfera y el océano transporta calor, vapor de agua o salinidad y momento, y actúa para reducir la inestabilidad estática.

5.3 Estabilidad de la atmósfera saturada

Desplazamientos verticales de parcelas de aire, con frecuencia como resultado cambios de fase de sustancia de agua, que afectan a la flotabilidad del aire y, por lo tanto, los criterios de estabilidad estática. Cuando una parcela saturada de aire se desplaza verticalmente, su temperatura se cambia de acuerdo con la razón de cambio adiabática saturada. Aplicando un simple modelo de parcela a una parcela de aire saturado se obtiene la siguiente expresión:

$$N^2 = \frac{g}{T_0} \left(\frac{dT_{vl}}{dz} + \Gamma'_s \right) \quad (199)$$

Donde Γ_s es la razón de cambio adiabático.

La posibilidad de condensación y evaporación durante el desplazamiento de la parcela permite cinco estados posibles de la estabilidad estática de aire húmedo:

$$\begin{aligned} -\frac{dT_{vl}}{dz} < \Gamma_s & : \text{Absolutamente estable} \\ -\frac{dT_{vl}}{dz} = \Gamma_s & : \text{Neutro saturado} \\ \Gamma_s < -\frac{dT_{vl}}{dz} < \Gamma_d & : \text{Condicionalmente inestable} \\ -\frac{dT_{vl}}{dz} = \Gamma_d & : \text{Neutro seco} \\ -\frac{dT_{vl}}{dz} > \Gamma_d & : \text{Absolutamente inestable} \end{aligned} \quad (200)$$

CAPÍTULO 6.

Capa Límite Planetaria

6.1 Introducción

La atmósfera dentro de los 100 m de la superficie del mar se ve influenciada por el arrastre de la turbulencia del viento en el mar y los flujos de calor a través de la superficie. Esta es la capa límite atmosférica o planetaria. Su espesor varía de unas pocas decenas de metros, para los vientos débiles que soplan sobre las aguas más frías, que el aire hasta alrededor de un kilómetro para los más fuertes vientos que soplan sobre el agua más caliente que el aire (Stewart, 2007).

Se le conoce también como capa límite planetaria, capa límite atmosférica, capa convectiva, capa mecánica, capa de mezcla o el uso acrónimos del inglés del tipo PBL (Planetary Boundary Layer, ABL (Atmospheric Boundary Layer), CBL (Convective Boundary Layer), ML (Mixed Layer), etc. (Kaimal y Finnigan, 1994; Krauss y Bussinger, 1994).

El nombre de capa de mezcla surgió de considerar que la formación y mantenimiento de esta se debía a la actividad de mezcla turbulenta que se manifiesta en la atmósfera. En realidad, los términos de capa de mezcla o capa convectiva suelen asociarse a investigaciones relativas a la estructura y crecimiento de esta en condiciones de inestabilidad o condiciones diurnas. Cuando las condiciones son estables o neutras o en los casos en los que se estudia este estrato de forma global, la tendencia de los investigadores es la de utilizar los términos asociados a capa límite.

El anterior concepto hace referencia al estrato de aire en el que la turbulencia atmosférica originada por desequilibrios térmicos o mecánicos, que produce una intensificación de los movimientos caóticos del aire, favoreciendo el fenómeno de difusión y transporte de energía y materia hasta un nivel delimitado, normalmente, por la presencia de una discontinuidad térmica. A partir de esta, el comportamiento de la atmósfera no está sujeto a dichos intercambios turbulentos o estos intercambios se debilitan significativamente.

La estructura vertical esquemática de la capa límite o capa de mezcla incluyendo los factores térmicos a la vez que los mecánicos, presenta varias diferencias respecto del esquema representado anteriormente. Bajo estas condiciones, tanto los efectos de la rugosidad de la superficie, como otras propiedades asociadas a los cambios térmicos, son transmitidos verticalmente a través del mecanismo de mezcla turbulenta.

Es de suponer, por tanto, que la unión de estas dos contribuciones ofrece espesores de mezcla mayores a los que se obtenían considerando solo los efectos mecánicos. Pero además, la inclusión del factor térmico provoca la aparición de fuertes inestabilidades o células convectivas lo que lleva asociado, en ocasiones, a la aparición de nubes de desarrollo vertical próximas a inversiones térmicas en altura. En estos casos, siempre y cuando puedan realizarse medidas en altura, el espesor de la capa de mezcla puede estimarse mediante la detección de la base de las nubes convectivas o de las bases de las inversiones. De esta forma, se proporciona lo que parece ser un método relativamente sencillo para estimar este valor. Las inversiones térmicas, actuarían como superficies de discontinuidad entre las

dos masas de aire distintas: la que se encuentra dentro de la capa de mezcla y la que se encuentra por encima de dicha capa. Esta característica, aparece claramente reflejada en los perfiles verticales de magnitudes como la temperatura y la humedad. También en ocasiones la velocidad y dirección del viento presentan un comportamiento distinto dentro o fuera de la capa de mezcla, e incluso los niveles de concentración disminuyen frecuentemente por encima de la inversión térmica. La razón de esta diferencia se debe a que la intensificación de la turbulencia por el efecto térmico produce una mayor homogeneización de las propiedades como consecuencia de la mayor eficiencia de la mezcla.

La capa límite atmosférica presenta una estructura compuesta por dos regiones: una externa y otra interna. En la externa (500 – 100 m), también llamada capa de Ekman, el esfuerzo de corte es variable y la estructura del viento es influenciada por la fricción de la superficie, el gradiente vertical de temperatura y la rotación de la Tierra. La capa interna conocida como capa superficial de 50-100 m de espesor aproximadamente constante (en vertical) de esfuerzo cortante, donde el flujo es insensible a la rotación de la tierra y la estructura del viento está determinada principalmente por la fricción de la superficie y el gradiente vertical de temperatura.

6.2 Capa próxima de la atmósfera (Capa de flujos constantes)

La capa próxima de la atmósfera se define en particular como la capa donde los flujos turbulentos varían menos del 10% del valor que se tienen en la superficie terrestre. También se llama capa de flujos constantes (near – surface layer).

El hecho de que la capa próxima esté en contacto con la superficie terrestre justifica la gran influencia de esta sobre la totalidad de la capa fronteriza atmosférica.

En la capa próxima de la atmósfera tienen lugar las variaciones bruscas de las variables meteorológicas con la altura y, consecuentemente, la mayoría de intercambios de momento, de calor y de masa, realizados prácticamente por mecanismos turbulentos.

La turbulencia es la aparente naturaleza caótica de muchos flujos, manifestándose en forma de fluctuaciones irregulares, casi aleatorias, de la velocidad, de la temperatura y de los demás parámetros alrededor del valor medio en el tiempo y en el espacio. Los movimientos en la capa fronteriza atmosférica son, casi siempre, turbulentos. En la capa próxima, la turbulencia es más o menos continua, mientras que puede ser intermitente en la parte superior de la capa límite atmosférica y, a veces, esta está mezclada con ondas internas de gravedad.

Básicamente, la temperatura y la humedad, a cualquier altura, dependen fuertemente de la historia reciente de la capa próxima de la atmósfera, y se han de predecir mediante las ecuaciones de pronóstico, conjuntamente con las condiciones iniciales y de contorno. Igual

que le ocurre al módulo del viento, con la salvedad de que es siempre cero en la superficie y aumenta con la altura. En consecuencia, el perfil medio del viento puede describirse mediante un perfil logarítmico bajo circunstancias de la mezcla mecánica.

El comportamiento de la capa próxima de la atmósfera muestra una fuerte variación diurna; durante las horas de sol, se caracteriza por un gradiente superadiabático, un decrecimiento de la humedad con la altura y una gran cizalla de viento. Además, la turbulencia es de carácter térmico y mecánico. Por la noche, la capa próxima de la atmósfera se caracteriza por una fuerte estabilidad que impide los movimientos verticales de las partículas de aire, mostrando generalmente turbulencia de carácter mecánico exclusivamente.

Dentro de la capa próxima se pueden distinguir dos subcapas. La primera, conocida por el nombre de subcapa rugosa, que presenta un espesor aproximado al parámetro de rugosidad, z_0 . En ella, la turbulencia y los perfiles promedio dependen directamente de la estructura de los elementos rugosos y el intercambio de materia y energía entre la superficie y el aire viene dado por el proceso de difusión molecular. En la segunda, llamada subcapa inercial, el perfil de viento es logarítmico en condiciones de estratificación neutra.

6.3 Parámetro de Rugosidad

La estructura detallada de la capa límite planetaria es importante para la evolución de las olas de viento. El flujo de capa límite sobre la superficie del mar depende de la rugosidad superficial del mar y la estabilidad atmosférica.

El flujo de capa límite sobre la superficie del mar es complicado debido a la descripción de la rugosidad superficial del mar, la cual depende de las condiciones de interacción de océano-atmósfera (Young, 1998; Myrhaug y Slaattelid, 2001).

El parámetro de rugosidad puede ser considerado como la altura a la que la velocidad del viento se convierte en cero cuando se extrapola hacia abajo desde la capa próxima utilizando la teoría de semejanza de Monin y Obukhov. El viento mas fuerte produce mayores olas, lo cual resulta en una mayor rugosidad de la superficie del mar (Peña y Gryning, 2008). Sin embargo, la rugosidad depende más de la “edad de la ola”. La explicación de este fenómeno se presenta a continuación.

La rugosidad superficial del mar es difícil de estimar; no existe una teoría consecuente; muchas fórmulas diferentes han sido elaboradas: Charnock (1955) propuso su fórmula con un argumento dimensional, pero ninguna conclusión firme ha sido aprobada sobre cuál de las tentativas es la correcto para usar. Esencialmente esto es una discusión de hasta qué punto el laboratorio y los sistemas de olas del océano realmente aplican exactamente la misma física, es decir, si la extrapolación de los datos de laboratorio al campo usando cantidades no dimensionales como la edad de la ola o fetch adimensional es factible (Csanady, 2001; Myrhaug y Slaattelid, 2001).

A bajas velocidades de viento (menos de aproximadamente 3 m/s) la superficie de mar es tranquila y el flujo de aire puede ser caracterizado como aerodinámicamente lisa (Phillips, 1977; Geernaert, 1990; Makin y et al., 1995). En tales casos, la rugosidad superficial se determina por la escala de la subcapa molecular (Monin y Yaglom, 1971):

$$z_o = c_h \frac{\nu_a}{u_*} \quad (201)$$

donde ν_a es la viscosidad cinemática del aire, u_* es la velocidad dinámica o de fricción y c_h es una constante de $O(10^{-1})$. En el otro límite de los vientos más fuertes, la superficie se puede describir como aerodinámicamente rugosa. En tales casos la rugosidad superficial se determina por medio del desplazamiento superficial cuadrático medio, el cual se puede representar en términos de u_* y g .

$$z_o = c_h \frac{u_*^2}{g} \quad (202)$$

La ecuación (202) es llamada la relación Charnock, por Charnock (1955). El parámetro Charnock, c_h se asume generalmente constante, aunque una variedad de valores han sido reportados a partir de mediciones: 0.011 Smith (1980, 1988), 0.035 (Kitaigorodskii, 1970). Para zonas someras o costeras Garrat (1977) y Wu (1980) encuentran valores de 0.014 y 0.018 Wu (1980), respectivamente. Esta misma variación del parámetro de Charnock indica que el parámetro de rugosidad depende del desarrollo del oleaje, mientras que la fórmula (202) corresponde al caso de olas completamente desarrolladas.

6.3.1 Relación entre la rugosidad superficial y las olas

Es destacable que la rugosidad del mar se debe principalmente a las olas superficiales, pero ha sido difícil relacionar la rugosidad a parámetros de ola en una forma cuantitativa (Donelan et al., 1993).

HEXMAX fue el experimento del programa de Intercambio de Humedad sobre el Océano (HEXOS, por su acrónimo en inglés). Se llevó a cabo en el Mar del Norte cerca de la costa holandesa. Los valores de z_o implícitos en las observaciones del coeficiente de arrastre¹ C_D (Smith et al., 1992) fueron en general más grandes que los valores típicos de mar abierto (por ejemplo, Smith, 1980; Yelland et al. 1998). Del mismo modo grandes valores del coeficiente de arrastre C_D habían sido observados en el Mar del Norte por Geernaert et al. (1986), quienes sugirieron su resultado desde una profundidad finita del agua. Usando un subconjunto de los datos HEXMAX elegido para evitar los efectos de swell, Maat, et al. (1991) y Smith et al. (1992) propusieron la relación "HEXOS":

$$c_h = \alpha (c_p / u_*)^{-\beta} \quad (203)$$

¹ El coeficiente de arrastre es una cantidad adimensional que se usa para cuantificar la resistencia de un objeto en un fluido.

donde C_p es la velocidad de fase en el pico del espectro de olas. El coeficiente de arrastre CD_{10m} es una cantidad adimensional que se usa para cuantificar la resistencia de un objeto en un fluido, en este caso el aire.

Varias mediciones del coeficiente de arrastre han sido publicadas basadas en mediciones de turbulencia en la capa límite. Trenberth et al. (1989) and Harrison (1989) discuten la exactitud de un coeficiente de arrastre eficiente relacionando el estrés del viento a una escala global. Yelland y Taylor (1996) y Yelland et al. (1998) proponen:

$$1000C_D = 0.29 + \frac{3.1}{U_{10}} + \frac{7.7}{U_{10}^2}, (3 \leq U_{10} \leq 6 \frac{m}{s}) \quad (204a)$$

$$1000C_D = 0.6 + 0.071U_{10}, (6 \leq U_{10} \leq 26 \frac{m}{s}) \quad (204b)$$

para condiciones de estabilidad atmosférica.

La ecuación (203) implica que las olas jóvenes son más rugosas que las más antiguas. Smith et al. (1992) sugiere tentativamente: $\alpha = 0,48$ y $\beta = 1.0$. Gulev y Hasse (1998) concluyeron que el estrés del viento aumentará de forma significativa en las condiciones de tormenta, y Bourassa et al. (1999) incluye la relación del estado del mar que depende de la parametrización del estrés del viento.

Utilizando los datos HEXMAX y la formulación de Donelan et al. (1985) para el espectro de ola, Monbaliu (1994) propone $\alpha = 2.87$ y $\beta = 1.69$. Vickers y Mahrt (1997a) concluyó que había una fuerte dependencia de la edad de las olas en los datos del experimento Aire Risø Mar (RASEX), para uso en (203) propusieron $\alpha = 2.9$ y $\beta = 2.0$ y sugieren que estos valores pueden variar con el ancho del espectro de ola. Johnson et al. (1998) utilizó una combinación de los datos del experimento RASEX y los conjuntos de datos de Donelan et al. (1993) que al parecer confirman la forma funcional de (203) con $\alpha = 1.89$ y $\beta = 1.59$.

Debido a que los datos obtenidos de lagos y océanos, sugieren una amplia gama de valores del parámetro de Charnock (c_h), muchos autores han modificado (202) mediante la definición de c_h en términos de variables que representan el estado del mar. Hsu (1974) sugirió que c_h era una función de la pendiente de la ola (H_s/L_p) donde H_s es la altura de ola y L_p la longitud de ola pico del espectro de olas. Sin embargo, Smith et al., (1992) y Johnson et al. (1998) buscaron una relación entre c_h y la edad de la ola, definida, ya sea por C_p/u_* o C_p/U_{10m} .

Una extensión del parámetro de Charnock es hecha por Stewart (1974), convirtiendo la rugosidad en una función arbitraria de la edad de la ola:

$$z_o = \frac{u^*2}{g} func\left(\frac{C_p}{U_\lambda}\right) \quad (205)$$

donde la velocidad del viento U_λ es medida en la altura λ .

Donelan (1982) sugiere un escalamiento de la rugosidad usando la altura r.m.s de olas cortas, σ . Utilizando un subconjunto de datos de HEXOS (Humidity Exchange Over the Sea), Donelan (1990) desarrolla la fórmula

$$\frac{Z_o}{\sigma} = A \left(\frac{U_{10}}{c_p} \right) \quad (206)$$

donde $A = 5.5 \times 10^{-4}$ y $B = 2.7$.

Representando las olas por la edad de la ola C_p/u_* o C_p/U_{10} implica “similaridad espectral”; es decir, que el espectro de ola tiene una forma consistente para una edad de ola dada. Nordeng (1991) propuso un parámetro de Charnock dependiente de la edad de la ola,

$$\chi = z_* \equiv gz_o/u_*^2 \quad (207)$$

basado en el desarrollo teórico de las ideas de Kitaigorodskii (1973) y de Jansen (1989), donde z_* se define como la rugosidad adimensional. En su trabajo Toba et al (1990) concluyeron que esta es proporcional a la edad de la ola y presenta un ajuste potencial:

$$z_* = 0.025(C_p/u_*) \quad (208)$$

Debido a que los datos combinados demuestran que las olas más jóvenes son considerablemente más suaves para una edad de ola que las obtenidas en el campo, su dependencia de z_* sobre la edad de la ola se reduce a $(C_p/u_*)^{1/2}$ (Taylor y Yelland, 2000).

6.4 Perfiles y Flujos

La transferencia de momento, calor y masa son todos procesos irreversibles. Las leyes de transferencia de la interface aire-agua son relaciones entre fuerzas y flujos en el sentido de termodinámica no equilibrada. Ellas son, sin embargo, el resultado de una interacción entre flujos turbulentos en el aire y agua, y olas de viento sobre la superficie del mar. Además, son más complejas que las relaciones lineales entre un flujo y una fuerza con una resistencia constante. Ellas son leyes físicas empíricas dependientes de las propiedades de flujos turbulentos en aire y agua y olas de viento (Csanady, 2001).

Llevando la analogía de difusión molecular para el transporte turbulento en la atmósfera, se pueden expresar los flujos de cantidad de movimiento (τ), calor (Q), y humedad (E) en términos de gradientes en la dirección vertical z :

$$\tau = K_m \rho \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \quad (209)$$

$$Q = -K_h \rho C_p \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} \quad (210)$$

$$E = -K_q \rho \frac{\partial \bar{q}}{\partial z} \quad (211)$$

donde K_m , K_h , and K_q son los coeficientes de intercambio turbulento de momento, calor y humedad; u , θ y q son los valores promedio de viento, temperatura potencial y humedad específica y ρ es la densidad del aire. Es de anotar que τ , en contraste a Q y E se define, como positivo con el eje Z dirigido hacia arriba (Kaimal y Finnigan, 1994; Krauss y Bussinger, 1994; Csanady, 2001).

6.4.1 Perfil Logarítmico del Viento

Se hace necesario definir una velocidad de referencia u^* conocida como la velocidad de fricción, la cual representa el efecto del estrés del viento sobre la superficie: $\tau = \rho u_*^2$. Esta velocidad varia según la naturaleza de la superficie y la magnitud del viento (Kaimal y Finnigan, 1994).

Se puede representar K_m , que tiene dimensiones de longitud por velocidad, como el producto en la capa próxima de dos parámetros de escala con las dimensiones de altura z y u_* :

$$K_m = \kappa u_* z, \quad (212)$$

donde κ es una constante de proporcionalidad. En tal sentido si se sustituye τ y K_m en la ecuación (209) se obtiene:

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = \frac{u_*}{\kappa z} \quad (213)$$

Al integrar la ecuación (213) se obtiene el clásico perfil logarítmico de viento:

$$u(z) = \frac{u_*}{\kappa} \ln\left(\frac{z}{z_0}\right) \quad (214)$$

donde u es la velocidad de viento medida en una altura z por encima de la superficie, z_0 es la longitud de la rugosidad superficial o parámetro de rugosidad, u_* es la velocidad de fricción y κ es la constante de von Karman con valores entre 0.35 y 0.43, cuyo valor más aceptado en la literatura es 0.41.

Por lo tanto, en condiciones neutrales (es decir, temperatura del aire y temperatura del agua aproximadamente iguales), se asume generalmente que la capa próxima a la superficie tiene un perfil logarítmico (Makin et al., 1995).

En igual sentido, podemos usar las relaciones (209), (210) y (211) para calcular los flujos de las medidas de gradiente de las propiedades de la capa.

Así, \bar{u}_1 y \bar{u}_2 son las velocidades de viento promedio, medidas en dos alturas z_1 y z_2 , con lo que se tiene que

$$\bar{u}_2 - \bar{u}_1 = \frac{u_*}{\kappa} \ln\left(\frac{z_2}{z_1}\right) \quad (215)$$

por lo que se puede escribir

$$K_M = \kappa z r u_* = \frac{\kappa^2 z_r}{\ln\left(\frac{z_2}{z_1}\right)} (\bar{u}_2 - \bar{u}_1) \quad (216)$$

Si se asume que cerca del suelo $K_m = K_h = K_q$ (Panofsky y Dutton, 1984), entonces para el cálculo de los flujos verticales lo que se necesita son los valores promedio de θ y q medido a la misma altura a la que \bar{u}_1 y \bar{u}_2 son observadas. Si con ello se puede asumir que sus perfiles son aproximadamente logarítmicos, se pueden usar (214) y (215), expresando el gradiente del promedio de cualquier variable ξ , como

$$\frac{\partial \bar{\xi}}{\partial z} \cong \frac{\xi_2 - \xi_1}{z_r \ln\left(\frac{z_2}{z_1}\right)} \quad (217)$$

Los flujos de momento, calor y humedad asumen la forma, (Kaimal y Finnigan, 1994)

$$\frac{\tau}{\rho} = \left(\frac{\kappa}{\ln\left(\frac{z_2}{z_1}\right)}\right)^2 (\bar{u}_2 - \bar{u}_1)^2 \quad (218)$$

$$\frac{Q}{\rho c_p} = \left(\frac{\kappa}{\ln\left(\frac{z_2}{z_1}\right)}\right)^2 (\bar{u}_2 - \bar{u}_1) (\bar{\theta}_2 - \bar{\theta}_1) \quad (219)$$

$$\frac{E}{\rho} = \left(\frac{\kappa}{\ln\left(\frac{z_2}{z_1}\right)}\right)^2 (\bar{u}_2 - \bar{u}_1) (\bar{q}_2 - \bar{q}_1) \quad (220)$$

La ley logarítmica se aplica estrictamente a las condiciones de estabilidad neutra; las estimaciones serán menos confiables si las condiciones atmosféricas y el perfil se desvía de la forma logarítmica (Krauss y Bussinger, 1994).

6.5 Teoría de semejanza de Monin-Obukhov

Si las temperaturas del agua y del aire se diferencian, habrá un gradiente vertical arbitrario de temperatura, y de ahí, la densidad de aire variará con la altura. La estratificación que resulta de la capa límite planetaria puede ser importante porque las diferencias de densidad, junto con la gravedad, afectarán la magnitud de la mezcla turbulenta (Geernaert y Plant, 1990).

Si se tienen diferencias de densidad, existe una boyanza. El caso neutro es más bien considerado como un caso especial, usualmente cuando ocurre una transición de estable o inestable o viceversa. El flujo de boyanza tiene un efecto dramático sobre la estructura de la capa próxima.

La capa próxima de la atmósfera, como se mencionó en el apartado anterior, bajo condiciones neutrales se caracteriza por un perfil de viento logarítmico y perfiles de flujo de momento y desviaciones estándar de las fluctuaciones turbulentas de la velocidad casi uniformes (con respecto a la altura). La teoría de semejanza de Monin-Obukhov (M-O) ha suministrado

el esqueleto más adecuado y aceptable para la organización y presentación de los datos micrometeorológicos, así como para la extrapolación y predicción de cierta información meteorológica cuando no se dispone de las medidas directas.

La hipótesis básica de semejanza, propuesta inicialmente por Monin y Obukhov (1954), consiste en que en una capa superficial horizontalmente homogénea, el flujo medio y las características turbulentas dependen sólo de cuatro variables independientes: la altura z sobre la superficie, el flujo superficial de calor específico $\frac{Q_0}{\rho c_p} = (\overline{w'\theta'})$, el parámetro de boyanza g/Θ_0 y la velocidad de fricción u_* , que es una velocidad de pulsaciones con magnitud igual al tensor de Reynolds superficial, cuya expresión es:

$$U_*^2 = \left[\overline{(u'\theta')^2} + \overline{(v'\theta')^2} \right]^{1/2} \quad (221)$$

La suposición simplificada en esta hipótesis de semejanza está en que los flujos de momento y de calor son constantes (independientes de la altura), los intercambios moleculares son insignificantes en comparación con los intercambios turbulentos, los efectos rotacionales pueden ser ignorados en la capa próxima y la influencia de la rugosidad superficial, la altura de la capa fronteriza y los vientos geostrofos se reflejan mediante u_* .

Como las variables independientes en la hipótesis de semejanza M-O relacionan las tres dimensiones fundamentales (longitud, tiempo y temperatura), de acuerdo con el teorema de Buckingham, uno puede formular sólo una combinación adimensional independiente de las demás. La combinación elegida tradicionalmente en la teoría de semejanza M-O es el parámetro adimensional $\zeta = z/L$ donde:

$$L = \frac{u_*^3}{\left[K \frac{g Q_0}{\Theta \rho c_p} \right]} \quad (222)$$

La precedente es una importante escala de longitud del empuje, conocido como la longitud de Monin-Obukhov. Monin y Obukhov presentan L como la altura (escala) característica de la subcapa de la turbulencia dinámica, generalizan la teoría semiempírica de la turbulencia para la capa próxima de la atmósfera estratificada y usan esta aproximación para describir teóricamente los perfiles del viento medio y la temperatura en la capa próxima en términos del parámetro fundamental de la estabilidad z/L , que se denomina parámetro adimensional de estabilidad o longitud adimensional.

Se puede cuestionar el significado físico de la longitud de Monin-Obukhov y su posible rango de valores. Con base a su definición, está claro que los valores de L pueden ir desde ∞ hasta $-\infty$; los valores extremos corresponden a los límites del flujo de calor próximo a cero desde los valores positivos (estable) a los negativos (inestable), respectivamente. Un rango más práctico de $|L|$, se asocia claramente con los amplios rangos de valores de u_* y $|Q_0|$ encontrados en la atmósfera. Una interpretación física de la longitud de Monin-Obukhov se representa como una variable proporcional a la altura sobre la superficie en la que el empuje domina sobre la producción mecánica (cizalla) de la turbulencia. Así,

los efectos de la cizalla del viento generalmente dominan a los efectos del empuje, que esencialmente permanecen despreciables en las capas más bajas ($z \ll |L|$) muy cercanas a la superficie. Por otro lado, los efectos del empuje pueden dominar sobre la turbulencia generada por la cizalla para $z \gg |L|$ o $z \sim |L|$.

6.5.1 Corrección de los Perfiles con el Flujo de Boyanza

En argumentos dimensionales, la longitud L , de Monin-Obukhov convencionalmente representa el flujo de boyanza en la interface. Los gradientes de temperatura y humedad en la capa de flujos constantes entonces depende de L , también como, θ^* y q^* , y son de la forma:

$$\frac{\partial \theta}{\partial z} = \frac{\theta^*}{\kappa z} \phi_t \left(\frac{z}{L} \right) \quad (223)$$

$$\frac{\partial q}{\partial z} = \frac{q^*}{\kappa z} \phi_q \left(\frac{z}{L} \right) \quad (224)$$

donde ϕ_t y ϕ_q son funciones que se deben determinar por observación, las cuales son ampliamente tratadas en los trabajos de Kaimal y Finningan, 1994; Krauss y Bussinger, 1994; Myrhaug y Slaattelid 2002; Peña y Gryning, 2008, entre otros.

6.6 Resultados de Investigación “Aplicaciones en el Mar Caribe”

Los datos utilizados en el desarrollo de las actividades propias del presente trabajo se tomaron del Atlas de Datos Marinos Superficiales (AMSD-94).

Los análisis presentados en el Atlas de Datos Marinos Superficiales de 1994 se obtuvieron de las observaciones individuales encontradas en Informes Marítimos Comprimidos. Las observaciones incluidas en COADS/CMR-5 consisten en datos del viento, temperatura del aire y temperatura superficial del mar, presión a nivel del mar, humedad, flujo de calor sensible y flujo de calor latente. Las observaciones incluidas en esta colección histórica también han sido tomadas por varios barcos militares, barcos meteorológicos oceánicos, barcos livianos, buques de investigación, boyas, y batitermógrafos. Además de las observaciones, COADS/CMR-5 proporciona metadatos como banderas de control de calidad e indicadores de tipo de medida. Aunque COADS/CMR-5 incluya observaciones desde 1854, los análisis en el Atlas de Datos Marinos Superficiales cubren desde 1945 hasta 1993.

Las estadísticas crudas de UWM/COADS han sido calculadas en una rejilla de 1 grado x 1 grado. Además se incluye campos analizados objetivamente, donde un análisis de corrección sucesivo ha sido aplicado para interpolar valores y quitar variaciones de pequeña escala y ruidos característicos. Un análisis objetivo similar de COADS/MST ha sido llevado a cabo en el Laboratorio de Dinámica Fluidos Geofísicos de la NOAA.

6.6.1 Estudio de la influencia de la estratificación térmica

Hay muchos factores que pueden influir en el desarrollo de un campo de olas. Algunos de éstos incluyen: velocidad de viento y su variación, posición y geometría de la línea costera, dirección de viento y profundidad del agua. Las combinaciones de estas variables conducen a un enorme número de situaciones que no pueden ser simplemente caracterizadas. Dos casos idealizados son, sin embargo, comúnmente examinados: Fetch limitado y la duración limitada del crecimiento de olas.

Aunque muy idealizado, estos casos proporcionan una valiosa mirada interna en muchos de los procesos físicos responsables de la evolución de las olas de viento. Estos casos también proporcionan estimaciones de condiciones de ola que podrían ser esperadas en un sitio.

El crecimiento del Fetch limitado ocurre cuando un viento de magnitud y dirección constante sopla perpendicular a una línea de costa larga y recta. El agua se asume con profundidad ilimitada y el viento sopla por tiempo suficientemente largo tal que la ola alcanza el estado estacionario (independiente del tiempo). De ahí, para la velocidad del viento dada, el campo de olas se vuelve una función de la distancia de la costa, la cual es llamada Fetch, X .

Según Titov (1974), la influencia de la estratificación térmica puede expresarse empíricamente a través de las diferencias de temperatura ΔT entre el agua y el aire (10 m) como:

$$\frac{H(\Delta T)}{H_o} = \exp(0.035\Delta T) \quad (225)$$

$$\frac{\tau(\Delta \tau)}{\tau_o} = \exp(0.023\Delta T) \quad (226)$$

$$\frac{\lambda(\Delta \lambda)}{\lambda_o} = \exp(0.046\Delta T) \quad (227)$$

donde H_o , τ_o y λ_o son altura, periodo y longitud de las olas sin efectos de estratificación. Si ahora asumimos que:

$$\frac{gH_o}{U^2} = 0.0315 \left(\frac{gX}{U^2} \right)^{0.5} \quad (228)$$

$$\frac{g\tau_o}{U} = 2.26 \left(\frac{gX}{U^2} \right)^{0.33} \quad (229)$$

donde U es la velocidad de viento (a 10 m) y X es el fetch de olas, entonces, con $\tau = \frac{2\pi}{g} C$, (C es la velocidad de fase), obtenemos que:

$$X_{lim} = \frac{21.45U^2}{g} \exp(-0.07\Delta T) \quad (230)$$

y

$$t_{lim} = 16.08 \frac{U}{g} \exp(-0.07\Delta T) \quad (231)$$

Aquí X_{lim} y t_{lim} son la longitud del fetch limitado y el tiempo máximo necesario para el desarrollo de olas.

En la figura 22, se muestran las diferencias de temperatura del agua y del aire utilizando los datos de AMSD94.

Se observa en los distintos campos que la diferencia de temperatura no supera los 1.3°C que se encuentra en el mes de Octubre. Las mayores diferencias se visualizan en los meses de Enero (1.19°C), Septiembre (1.13°C), Octubre (1.31°C), Noviembre (1.20°C) y Diciembre (1.25°C). En igual sentido, se nota que en el sector de la Guajira el agua presenta menor temperatura que el aire circundante, en donde el flujo de calor es hacia el mar y no hacia la atmósfera cómo se puede presentar hacia el norte y hacia el oeste de esta región.

Dadas las diferencias de temperatura se puede mostrar la Influencia de la estratificación térmica sobre el fetch limitado y el tiempo máximo necesario para el desarrollo de olas, de acuerdo con lo expresado en las ecuaciones (36) y (37). Las figuras 23a, 23b, 73c, 31a, 31b y 31c, muestran dicha influencia.

Las magnitudes del fetch limitado muestran que no hay mayor variación debida a la estratificación térmica. Es así como se encuentran variaciones mayores al 8% en un mismo sitio de desarrollo; esto, debido a que en el Caribe la variación de la diferencia de temperatura agua-aire es poca respecto a latitudes altas.

Las magnitudes para el tiempo máximo necesario para el desarrollo de olas muestran que no hay mayor variación debido a la estratificación térmica, al igual que para el fetch limitado. Es importante anotar que en los meses de noviembre y diciembre, en los cuales las diferencias de temperatura hace que el flujo de calor sea hacia la atmósfera, se observa en buena parte del dominio que los tiempos de máximos de desarrollo de ola disminuyen. Si comparamos los tiempos de generación con la disminución ya mencionada estamos hablando de una disminución de casi una hora en lugares donde los tiempos oscilan entre ocho y once horas.

6.6.2 Estudio de los perfiles de viento y el parámetro de rugosidad

Cómo se destacó en el apartado 1.4, el perfil de viento obedece la ley logarítmica. Seguidamente se estudian las formulaciones de los perfiles de viento bajo las condiciones de estratificación correspondientes a cada caso en particular que van a ser usadas para hallar las parametrizaciones de la variable de rugosidad z_0 . El presente apartado está basado en los desarrollos realizados en el trabajo de Lonin y Linero (2009).

6.6.2.1 Perfil logarítmico

Se supone que la ley logarítmica para el viento en la capa próxima se cumple hasta una altura a , la cual es la escala característica de los elementos de olas. Las olas se mueven con una velocidad c , así que:

$$\frac{u - c}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln\left(\frac{z}{a}\right) \quad (232a)$$

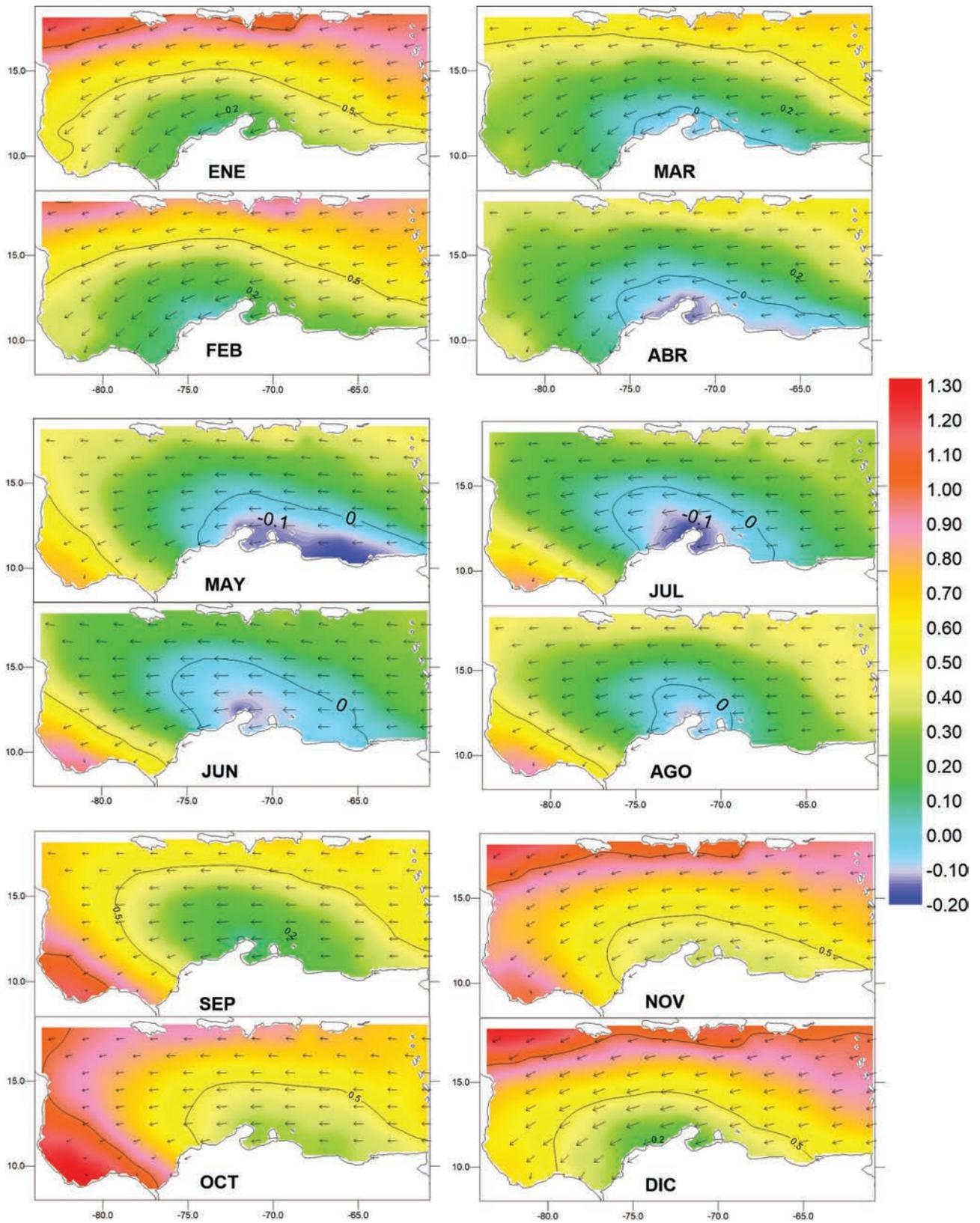


Figura 22. Diferencia de temperatura (°C) superficial del mar y campos de aire utilizando los datos de AMSD-94.

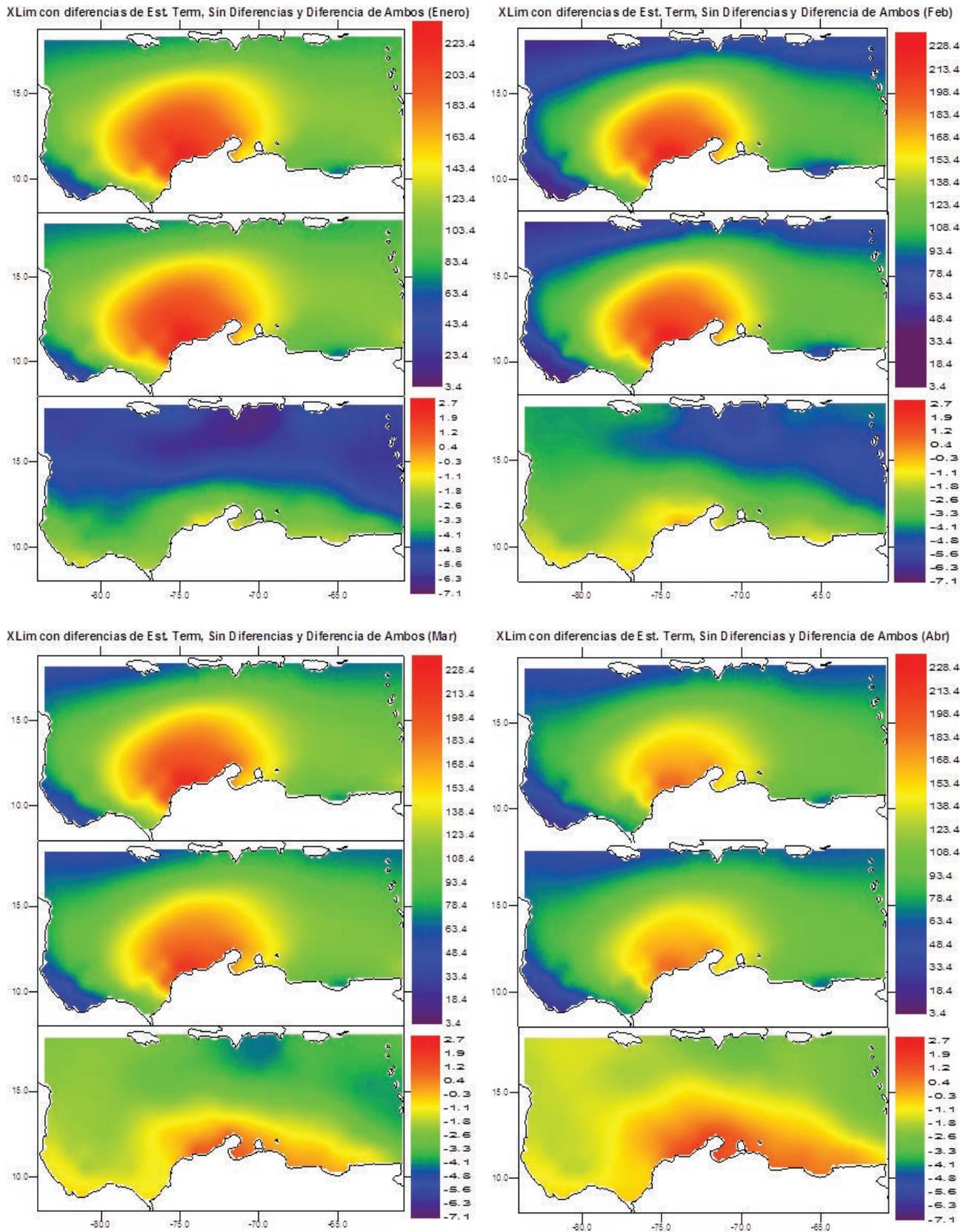


Figura 23a. Influencia de la estratificación térmica sobre el fetch limitado (en Km), para el desarrollo de olas en los meses de Enero a Abril.

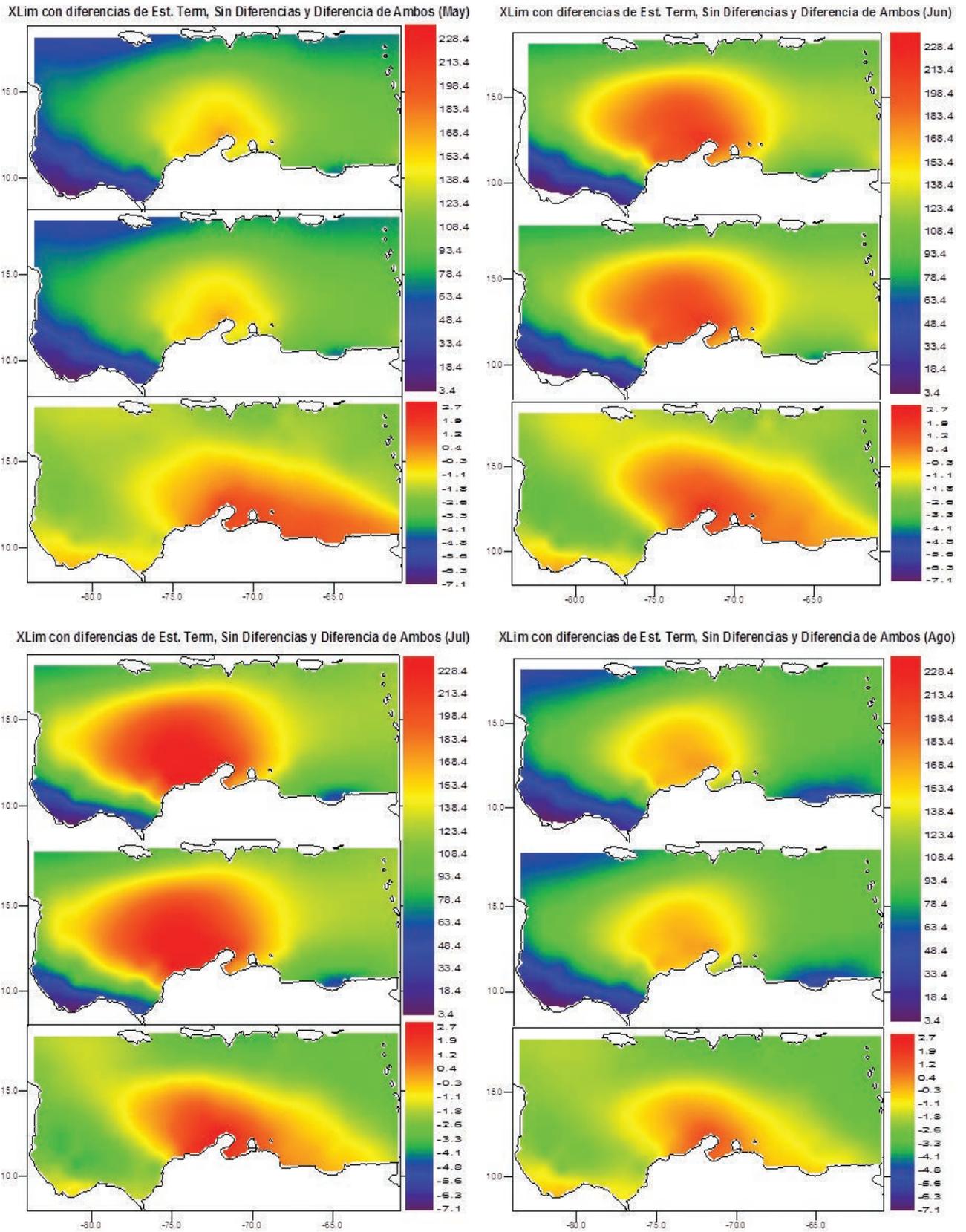


Figura 23b. Influencia de la estratificación térmica sobre el fetch limitado (en Km), para el desarrollo de olas en los meses de Mayo a Agosto.

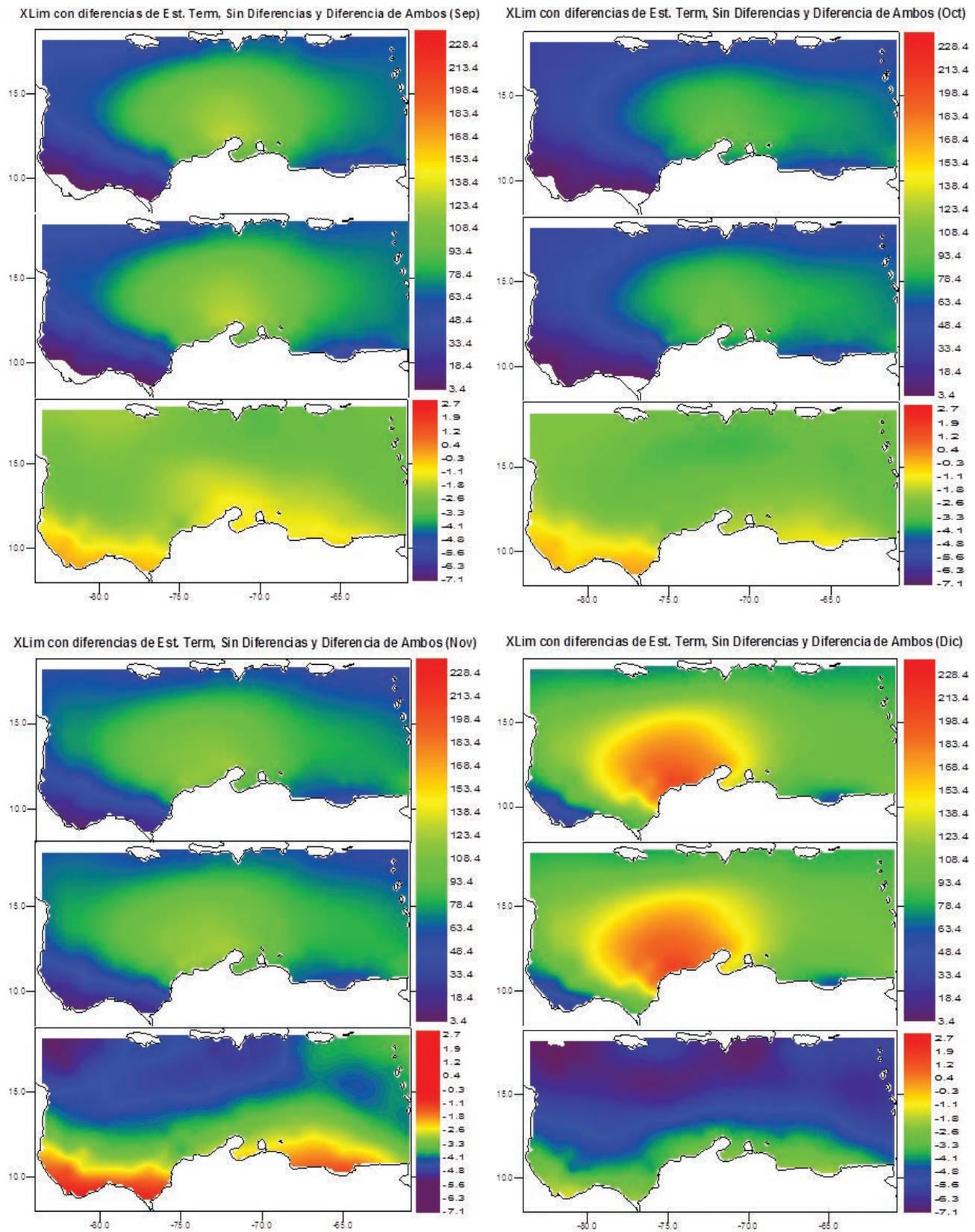


Figura 23c. Influencia de la estratificación térmica sobre el fetch limitado (en Km), para el desarrollo de olas en los meses de Septiembre a Diciembre.

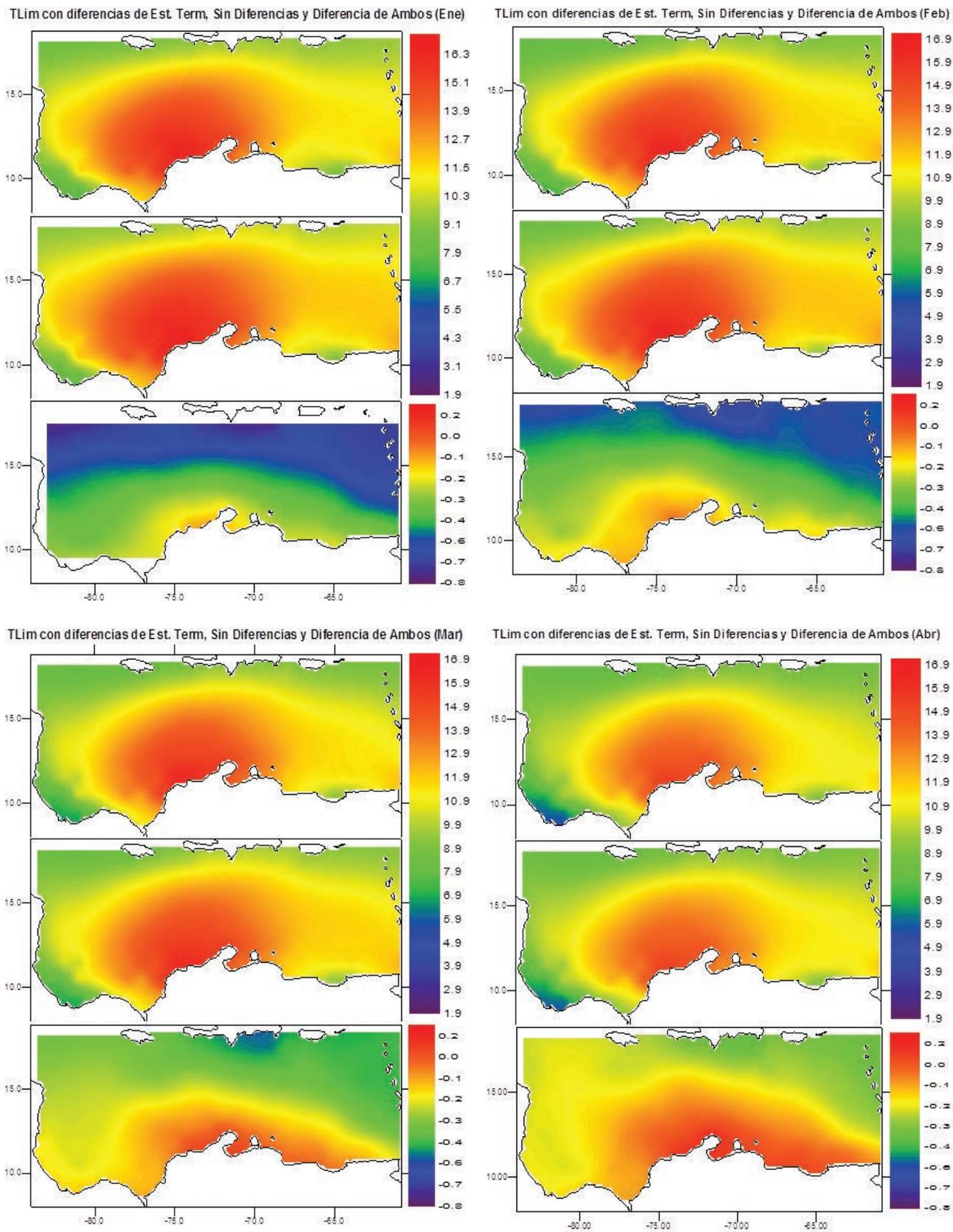


Figura 24a. Influencia de la estratificación térmica sobre el tiempo máximo (en horas) necesario para el desarrollo de olas, para los meses de Enero a Abril.

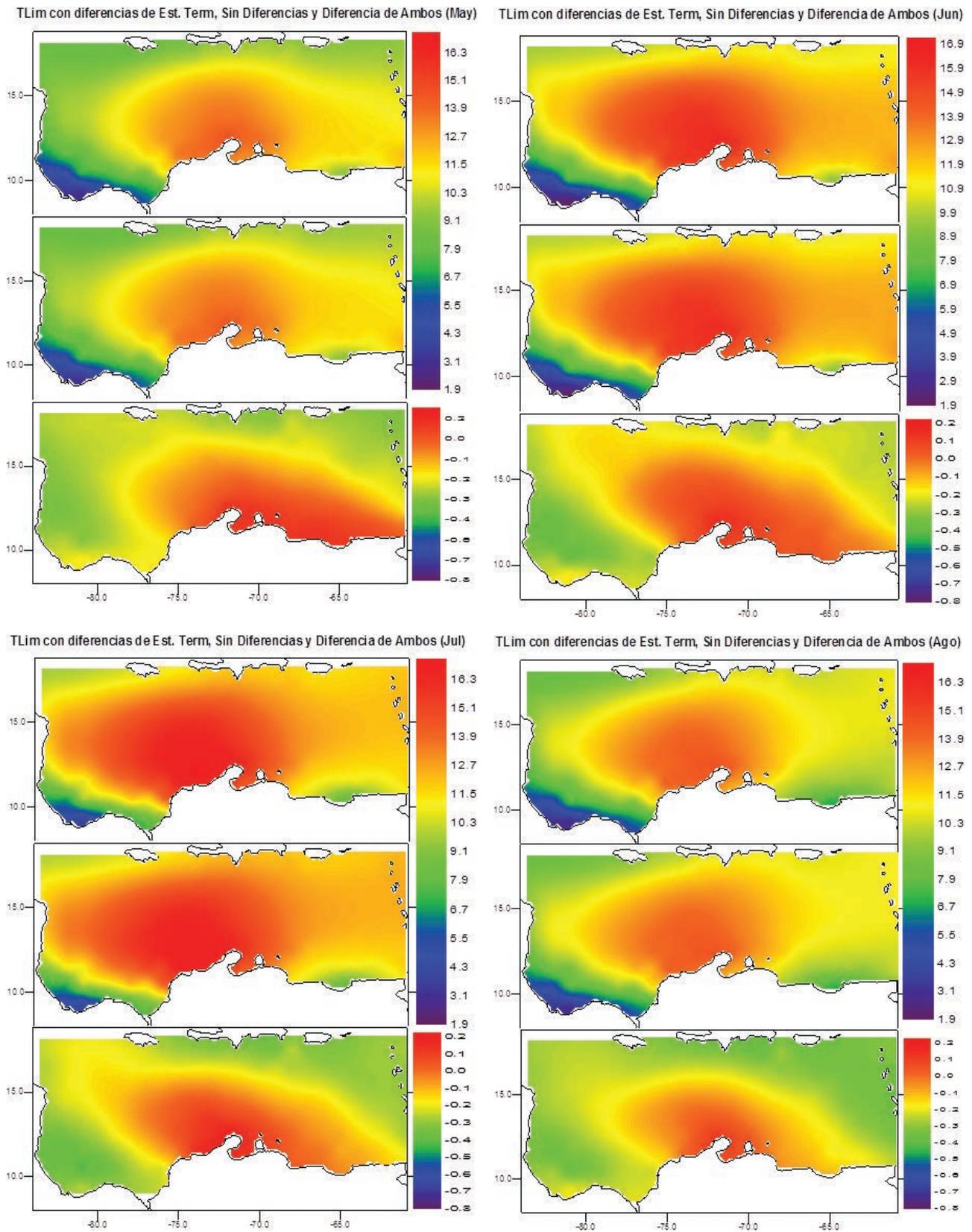


Figura 24b. Influencia de la estratificación térmica sobre el tiempo máximo (en horas) necesario para el desarrollo de olas, para los meses de Mayo a Agosto.

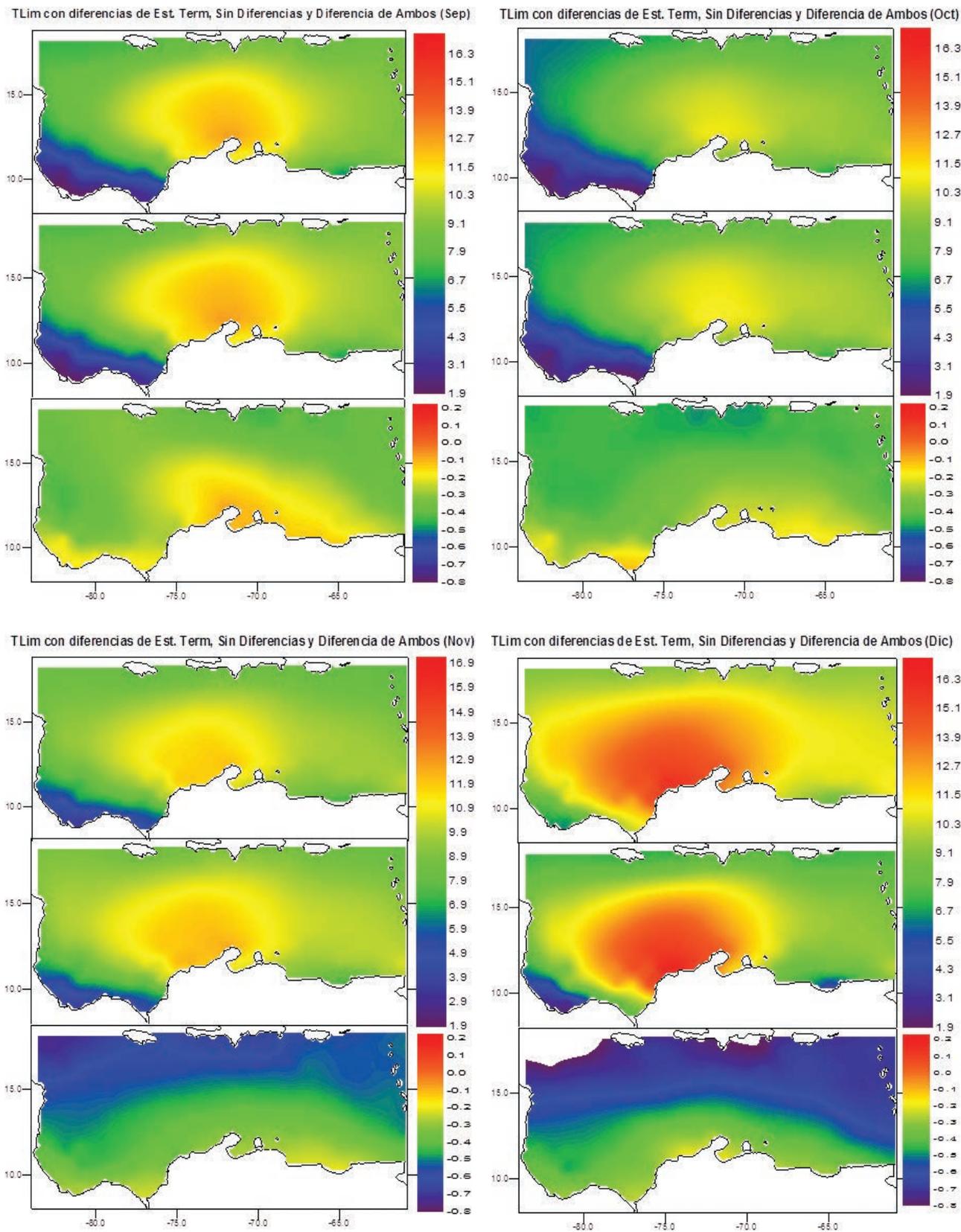


Figura 24c. Influencia de la estratificación térmica sobre el tiempo máximo (en horas) necesario para el desarrollo de olas, para los meses de Septiembre a Diciembre.

$$\frac{u - c}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln\left(\frac{z}{ae^{-\frac{\kappa c}{u_*}}}\right) \quad (232b)$$

Debido a que $u(z) = \frac{u_*}{\kappa} \ln\left(\frac{z}{z_0}\right)$, resulta que la rugosidad z_0 , se modifica en presencia de las olas:

$$z_0 = ae^{-\frac{\kappa c}{u_*}} \quad (233)$$

De otro lado, es conveniente no considerar una ola monocromática con la altura a , sino un espectro de olas $S(c)$, así que $\frac{a(c)^2}{2} = S(c)\Delta c$, entonces: $a(c) = (2s(c)\Delta C)^{1/2}$, por lo tanto,

$$z_0 \propto \left\{ \sum_c \left[2S(c) \exp\left(-\frac{2\kappa c}{u_*}\right) \Delta c \right] \right\}^{1/2} = \left\{ 2 \int_0^\infty S(c) e^{-\frac{2\kappa c}{u_*}} dc \right\}^{1/2} \quad (234)$$

La igualdad derecha se obtiene con $\Delta c \rightarrow 0$.

Usualmente no conocemos el espectro de velocidades $S(c)$, pero sí el espectro de frecuencias $S(\omega)$. Debido a que $c = f(g, \omega) = g/\omega$ (relación de dispersión), ahora tenemos,

$$z_0 = \left[2 \int_0^\infty S(\omega) \exp\left(-\frac{2\kappa g}{\omega u_*}\right) d\omega \right]^{1/2} \quad (235)$$

6.6.2.2 Perfil logarítmico - lineal

El flujo vertical de calor y la boyanza ligera modifican el perfil logarítmico (Monin y Yaglom, 1971), en tal forma que:

$$u(z) = \frac{u_*}{\kappa} \left(\ln \frac{z}{z_0} + \beta \left(\frac{z - z_0}{L} \right) \right) \quad (236)$$

donde $\beta \approx 0.6$, z es la altura sobre la superficie y L es la escala de la longitud de la boyanza conocida como la escala de longitud de Monin-Obukhov, definida anteriormente.

Para el caso del perfil logarítmico-lineal se encuentra que el acople con las olas se comporta de manera similar al perfil logarítmico, por ende el parámetro de rugosidad se encuentra en la misma forma que en la expresión (235). La razón de esta circunstancia es el hecho de que la combinación z/L en (236) es aditiva al término z_0/L y, teniendo en cuenta que usualmente $z/L \gg z_0/L$, la estratificación (escala L) influye poco en z_0 en comparación con el perfil logarítmico, donde z y z_0 se encuentran en una combinación factorial z/z_0 .

6.6.2.3 Ley 1/3

(Monin y Yaglom, 1971). Para el caso de la estratificación inestable, $F(z/L)$ en la fórmula $K = u_* z F\left(\frac{z}{L}\right)$, debe tener tal forma que elimine la participación de la velocidad dinámica, es decir, $K \propto u_* z F\left(\frac{z}{L}\right)^{1/3}$. Integrando la ecuación (210), el perfil de temperatura tiene la forma:

$$\theta(z) = A \left(z^{-1/3} - z_0^{-1/3} \right) \quad (237)$$

mientras que no existe ninguna expresión para el perfil de viento en este caso.

En la ecuación (237), el parámetro A no depende de la mezcla mecánica (u_*), por lo que no puede representar ningún perfil de viento, que se caracteriza como una situación inusual para la convección libre sobre el mar.

Más adelante, se introduce el parámetro: $c = \left[\kappa \frac{g}{T} \frac{Q}{c_p g} \right]^{1/3}$, donde c_p es el calor latente a presión constante del aire, ρ es la densidad del aire.

6.6.2.4 Perfil logarítmico propuesto en Lonin y Linero (2009)

Las fórmulas (214) y (237) representan las condiciones ideales: en el primer caso se asume la ausencia de la estratificación en una mezcla mecánica, mientras que en el último, se tiene la ausencia de los vientos durante los procesos convectivos. La verificación de las condiciones climatológicas sobre el mar Caribe nos muestra que solamente sobre las aguas frías en la surgencia de la Guajira y la costa venezolana, el estado de la capa próxima de la atmosfera es neutral o muy ligeramente estable. En su mayor parte, se observa inestabilidad en esta. Obviamente, la inestabilidad no implica la ausencia de los vientos sobre el mar.

Este fue el motivo para la búsqueda de una nueva parametrización que combinará ambos procesos: la mezcla mecánica por el efecto de los vientos y la turbulencia en la convección. Usualmente, la última es una fuente de mezcla más fuerte.

Aplicando la teoría K de turbulencia y la teoría de semejanza para la capa próxima de la atmosfera, hallamos la intensidad de mezcla turbulenta como: $K = \kappa u_* z + cz^{4/3}$, donde la combinación de los mecanismos es aditiva, teniendo en cuenta que el coeficiente de turbulencia K es un escalar invariante.

Con esta hipótesis, construyamos el gradiente de velocidad de viento:

$$\frac{du}{dz} = \frac{u_*^2}{z \left(CZ^{1/3} + \kappa u_* \right)} \quad (238)$$

Al solucionar la ecuación diferencial (238) tenemos:

$$u(z) = 3u_*^2 \left[\ln \left(\frac{z^{1/3}}{CZ^{1/3} + \kappa u_*} \right) \right] + c_1$$

La constante c_1 emplea la condición de contorno: $u(z) = 0$ para $z = z_0$:

$$c_1 = -\frac{1}{3\kappa u_*} \ln \left(\frac{z_0^{1/3}}{\left(CZ_0^{1/3} + \kappa u_* \right)^3} \right)$$

De lo anterior

$$u(z) = \frac{u_*}{\kappa} \ln \left[\frac{z}{z_0} \left(\frac{Cz_0^{1/3} + \kappa U_*}{Cz^{1/3} + \kappa U_*} \right)^3 \right] \quad (239)$$

El análisis de las fórmulas (238) y (239) muestra que se cumplen las asíntotas, es decir, $\lim_{u_* \rightarrow 0} \frac{du}{dz} = 0$ y, cuando $Q \rightarrow 0$, $L \rightarrow \infty$ y $c = 0$. Es de señalar que el flujo $Q = q + 0.61c_p TE \approx q(1+0.075/B)$, donde q es el flujo sensible de calor y el segundo término representa el efecto del flujo latente con la evaporación E ; B es la relación de Bowen.

La fórmula (239), en la cual el parámetro $c = \left[\kappa \frac{g}{T} \frac{Q_0}{c_p \rho} \right]^{1/3}$ representa el flujo de calor (condiciones inestables), combina las condiciones entre las neutrales y fuertemente inestables, respetando las asíntotas de la solución (237) y (214). Los perfiles correspondientes a todos los regímenes de la capa próxima estudiados se presentan en la Figura 25.

Se observa claramente que las condiciones de inestabilidad atmosférica, tanto para el perfil modificado de Monin & Yaglom (1971), correspondiente a la convección libre con la participación de u_* , como para nuestro perfil propuesto (fórmula (239)), conducen a un fuerte gradiente de la velocidad de viento en la proximidad de la superficie y una tendencia de estabilizarse hacia un valor constante en mayores alturas. Pero, en promedio, esto se da con una disminución de la velocidad de flujo (con respecto a las condiciones sin estratificación), debido a una mezcla convectiva, usualmente mucho más fuerte que la mecánica.

Bajo estas condiciones se debe esperar que el flujo “siente” la rugosidad superficial más fuertemente y se espera que el valor z_0 sea mayor a lo predicho por las fórmulas (202) y (235).

De hecho, la fórmula de Charnock subestima este valor incluso cuando en (235) se da la ausencia de la estratificación de la atmósfera. Las figuras 26 y 27 muestran este resultado, obtenido para toda la variedad de las condiciones del mar Caribe desde el modelo CaribWAM-III (Lonin et al. 2007).

En las figuras 26 y 27, el caso de la superficie fija corresponde al caso ampliamente estudiado en la meteorología terrestre, cuando la rugosidad superficial es proporcional a la altura característica de los elementos de rugosidad (las olas en este caso, pero las olas “paradas”, sin el movimiento). Lo mismo se puede obtener desde la fórmula (235) asumiendo las olas de poca edad. En este caso nosotros empleamos $z_0 = 0.03H_w$, donde H_w es la altura significativa de las olas.

No es sorprendente que la ecuación (235) con los espectros no paramétricos, calculados numéricamente en el modelo espectral del oleaje, prediga la situación común intermedia entre las condiciones de la superficie firme y las olas saturadas. Ninguno de los dos extremos corresponde a la situación real, por lo tanto, la aplicabilidad directa de la fórmula de Charnock es cuestionable.

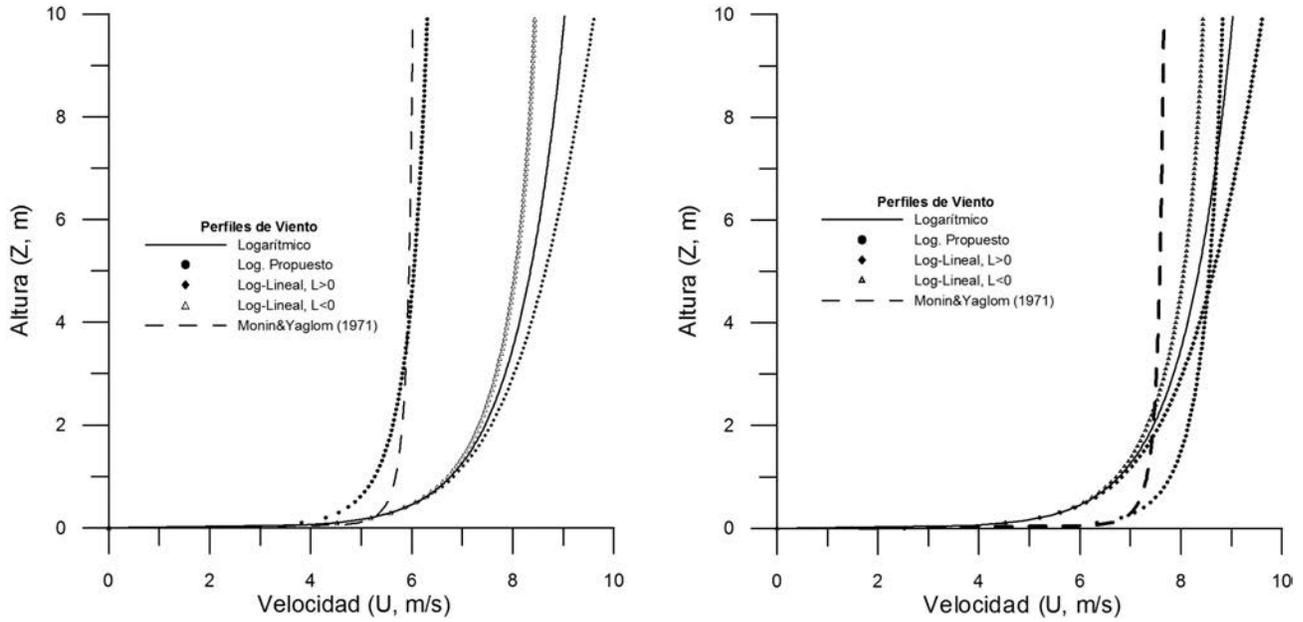


Figura 25. Perfiles de viento bajo distintas condiciones de la atmósfera (izquierda) y un montaje de estos perfiles sobre el mismo patrón en las alturas (derecha)

Bajo las condiciones de la estratificación inestable se espera que el parámetro z_0 se aleje más aun de lo calculado por (202). Con este fin, y con base en la nueva fórmula (239) del perfil de viento y la metodología que nos llevó a la parametrización (235), vamos a desarrollar una nueva parametrización para z_0 aplicable en el caso de la capa próxima estratificada.

Colocando en (239) $F = \ln \left[\frac{z}{z_0} \left(\frac{\tilde{c}z^{1/3} + \kappa U_*}{\tilde{c}z_0^{1/3} + \kappa U_*} \right)^3 \right]$, aproximamos esta función en vecindad del valor de z_0 con la serie de Taylor así:

$$F(z) = F(z, z_0, \tilde{c}, \kappa, U_*) \Big|_{z \rightarrow z_0} \approx F(z = z_0) + \frac{F'(z = z_0)}{1!} z + \frac{F''(z = z_0)}{2!} z^2 + \dots$$

donde el primer término en la parte derecha es obligatoriamente igual a cero, mientras que la derivada en el segundo es

$$F'(z_0) = -\frac{\tilde{c}z_0^{-2/3}}{(\tilde{c}z_0^{1/3} + \kappa U_*)} + \frac{1}{z_0} \quad \text{y} \quad u(z) \approx \frac{U_*}{\kappa} \ln \left[\frac{z}{z_0} - \frac{\tilde{c}z_0^{-2/3}}{\tilde{c}z^{1/3} + \kappa U_*} \right]$$

con una nueva función F que contiene un término adicional:

$$F = \ln \left\{ \frac{z}{z_0} \left[1 - \frac{\tilde{c}}{\tilde{c} + \frac{\kappa U_*}{z_0^{1/3}}} \right] \right\} \tag{240}$$

(\tilde{c} es el mismo parámetro c, multiplicado por una constante de orden de uno).

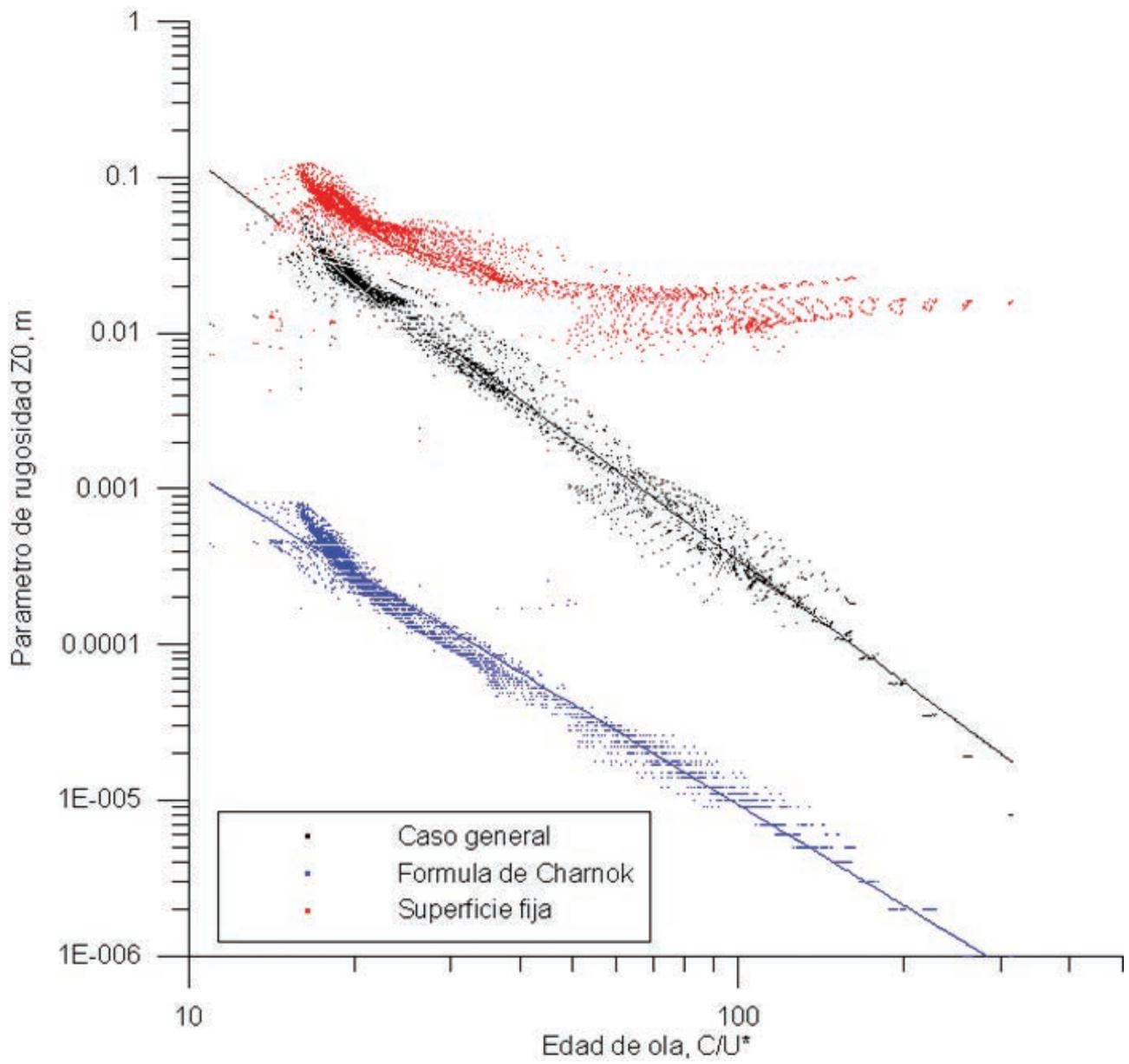


Figura 26. Parámetro de rugosidad versus la edad de la ola, calculados con la fórmula (235) (puntos negros), la de Charnok (azules) y asumiendo una superficie fija (rojos)

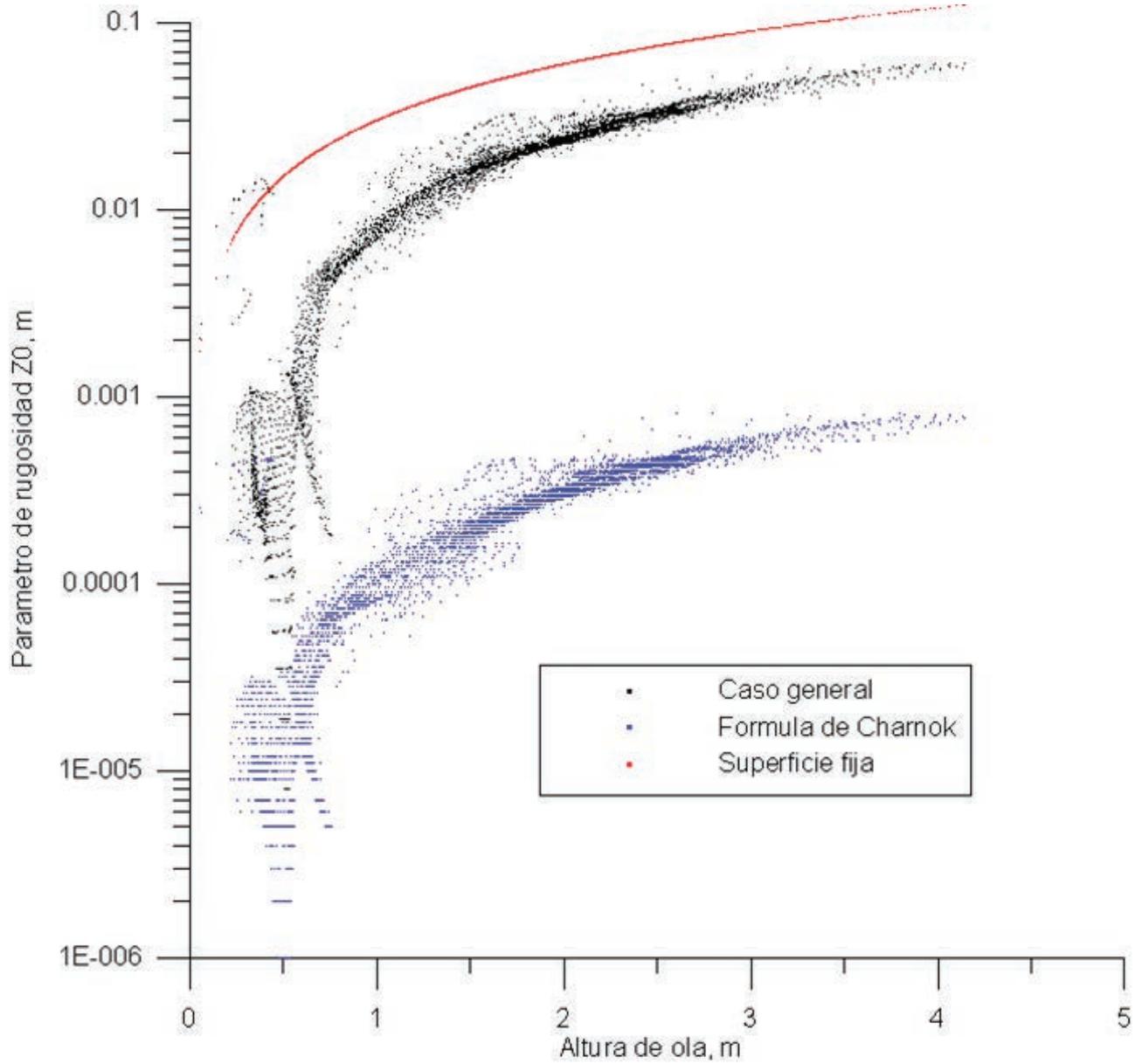


Figura 27. Parámetro de rugosidad versus la altura de la ola, calculados con la fórmula (235) (puntos negros), la de Charnock (azules) y asumiendo la superficie fija (rojos)

Lo último permite reformular la expresión para z_0 como $z'_0 = z_0 \frac{\tilde{C} + \varepsilon}{\varepsilon}$ con un término ε adicional.

Desde este punto, en un proceso iterativo, se encuentra el valor de z_0 desde la fórmula

$$z'_0 = \left\{ 1 + \frac{\tilde{C} z_0^{\frac{1}{3}}}{\kappa U_*} \right\} \left[2 \int_0^{\infty} S(\omega) \exp\left(-\frac{\kappa g}{\omega U_*}\right) d\omega \right]^{\frac{1}{2}} \quad (241)$$

que representa una nueva formulación obtenida para el parámetro de rugosidad.

La figura 28 ilustra este resultado de forma gráfica. Ahí se percibe el efecto de la estratificación inestable, aumentando el valor de la rugosidad en un 2.5% con respecto a las condiciones neutrales siempre y cuando se tenga en cuenta el espectro no paramétrico del oleaje, sino calculado en el modelo.

Los casos de la estratificación ligeramente estable coinciden con la descripción (239), debido a que el valor z_0 usualmente es mucho menor que la escala de Monin-Obukhov L y esto refleja el conocimiento de que la estratificación afecta poco en vecindad de la superficie, entendida como una pared.

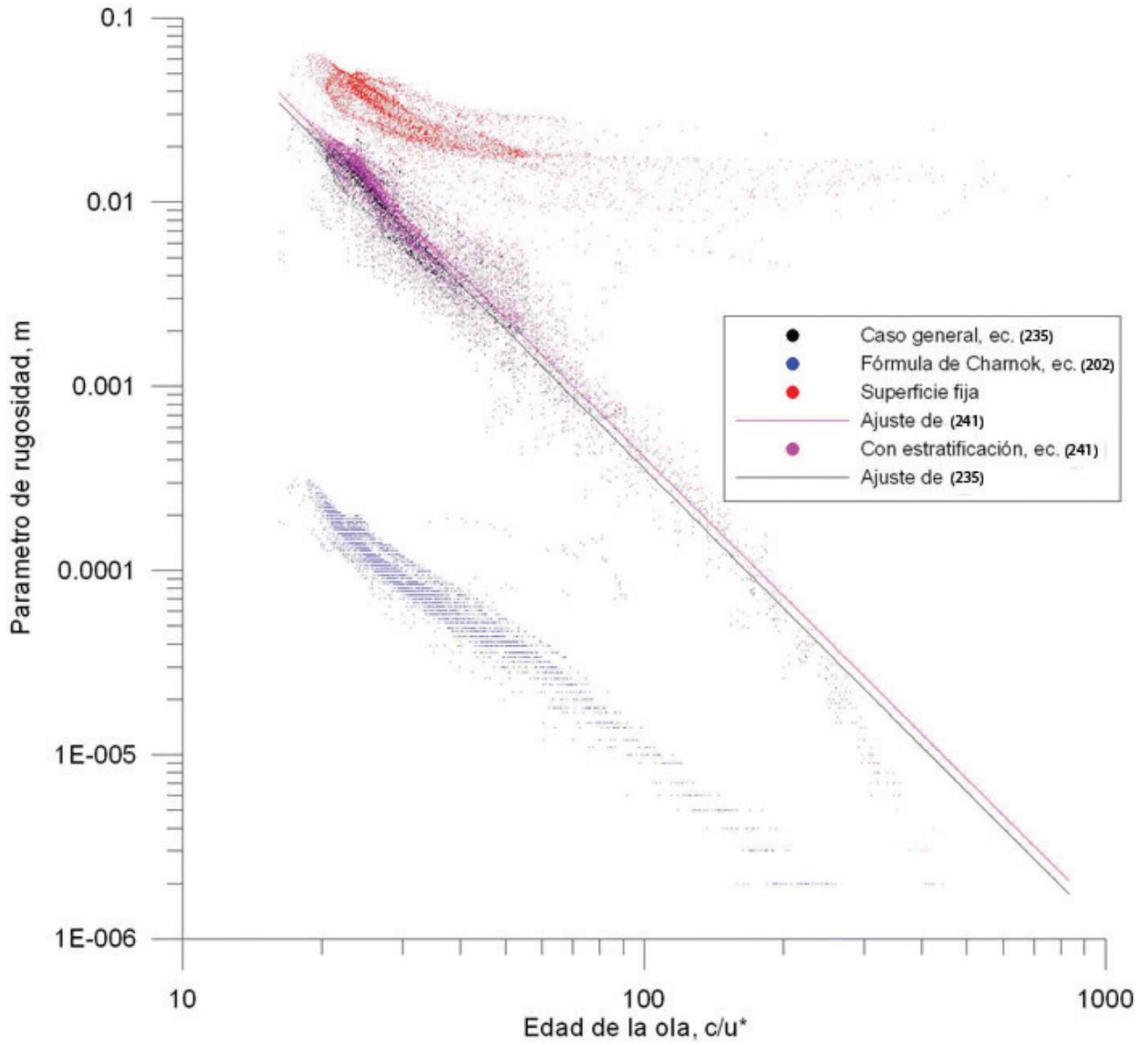


Figura 28. Comportamiento del parámetro de rugosidad según las fórmulas con y sin la estratificación atmosférica y los casos asintóticos de una superficie fija y el oleaje saturado.

CAPÍTULO 7.

Flujos de Calor

7.1 Introducción

Alrededor de la mitad de la energía solar, que llega a la Tierra, es absorbida por el océano y la tierra, donde se almacenan temporalmente cerca de la superficie. Sólo alrededor de una quinta parte de la energía solar disponible es directamente absorbida por la atmósfera. De la energía absorbida por el océano, la mayor parte se libera a la atmósfera a nivel local, sobre todo por la evaporación y radiación infrarroja. El resto es transportado por las corrientes a otras latitudes, especialmente en latitudes medias.

El calor perdido por el océano tropical es la principal fuente de calor necesaria para conducir la circulación atmosférica y la energía solar almacenada en el mar de verano a invierno ayuda a regular el clima de la Tierra. La energía térmica transportada por las corrientes del océano no es constante, y grandes cambios en el transporte, particularmente en el Atlántico, pueden haber sido importantes para el desarrollo de las capas de hielo. Por estas razones, el balance y transporte de calor oceánico son importantes para comprender el clima de la Tierra y su variabilidad a corto y largo plazo.

7.2. Balance de Calor Oceánico

Los cambios en la energía almacenada en la capa superior del océano es resultado de un desequilibrio entre la entrada y salida de calor a través de la superficie del mar. Esta transferencia de calor a través o hacia una superficie se denomina flujo de calor. El flujo de calor cambia la densidad de las aguas superficiales, y por lo tanto su flotabilidad.

El flujo de energía a las capas más profundas es generalmente mucho menor que el flujo a través de la superficie. Y, el flujo total de energía dentro y fuera de los océanos debe ser cero, de lo contrario el océano en su conjunto se calentaría o enfriaría. La suma de los flujos de calor hacia o fuera de un volumen de agua produce el contenido de calor (Stewart, 2007; Dijkstra, 2008).

A la suma de los flujos de calor hacia o fuera de un volumen de agua se le denomina Balance de Energía Oceánica. El flujo total de Calor Q_r , se mide en Wm^{-2} .

Los mayores términos en el balance de energía oceánica son:

1. La insolación Q_{sw} , es el flujo de energía solar hacia el mar.
2. Radiación Neta Infrarroja Q_{lw} , es el flujo neto de radiación de onda larga desde el mar.
3. Flujo de Calor Sensible Q_s , es el flujo de calor del mar debido a la conducción.
4. Flujo de Calor Latente Q_l , es el flujo de energía liberado por agua evaporada o condensada.
5. Advección Q_v , es el calor transportado por las corrientes.

La conservación de la energía nos arroja que:

$$Q_T = Q_{SW} + Q_{LW} + Q_s + Q_L + Q_v \quad (142)$$

Es de anotar que cada uno de los flujos en (142) posee su propio signo.

Es de nuestro interés, dados los objetivos del libro, hacer referencia a los flujos de calor sensible y latente.

7.3 Flujo de Calor Sensible

La interfaz aire-mar, es lugar de toda una serie de complejas interacciones termodinámicas: la energía que recibe es la radiación solar de onda corta, pero se refleja una gran parte de ella, permitiendo que se calienten las primeras decenas de metros o menos de la capa superficial oceánica. La interfaz también envía radiación de onda larga a la atmósfera y al espacio. Al lado de la transferencia radiante, la interfaz permite, e incluso facilita a través de su compleja topografía, el paso del calor a través de los procesos moleculares de la conducción y la difusión. Por lo general, el producto de transferencia de calor del océano a la atmósfera (sólo bajo condiciones poco comunes en sentido inverso) es a lo largo de dos vías, como “sensible” y por medio de transferencia de calor latente.

El calor sensible aumenta o reduce la temperatura del aire: la mayor parte de la transferencia de calor de los océanos del mundo a la atmósfera se produce a través de la evaporación y la transferencia concomitante de calor latente.

El flujo turbulento de calor sensible se define como:

$$-Q_s = \rho c_p \overline{w' T'} \quad (143)$$

donde ρ es la densidad del aire (1.2 kg/m^3), c_p es el calor específico del aire a presión constante ($1004,67 \text{ J}^\circ\text{K}^{-1}\text{Kg}$), w' y T' son las fluctuaciones turbulentas instantáneas de velocidad vertical ($w = \overline{w} + w'$) y temperatura ($T = \overline{T} + T'$).

El flujo de calor sensible Q_s se puede estimar usando el método aerodinámico que requiere la temperatura en dos niveles distintos:

$$Q_s = \rho c_p C_s U_{10} (T_w - T_a) \quad (144)$$

El flujo de calor sensible está influenciado por la diferencia de temperatura de mar - aire y la velocidad de viento. Fuertes vientos y las diferencias grandes de temperatura provocan flujos altos.

El promedio anual del flujo de calor sensible está en el rango: $-42 \text{ W/m}^2 < Q_s < -2 \text{ W/m}^2$, pero también posee valores positivos (hacia el agua), Figura 29.

7.4 Flujo de de Calor Latente

Los factores que intervienen en el flujo de calor latente son influenciados principalmente por la velocidad del viento y la humedad. Los fuertes vientos y el aire seco evaporan mucho más agua que los vientos débiles con una alta humedad.

El valor promedio anual para el flujo de calor latente está en el rango

$$-130 \text{ W/m}^2 < Q_L < -10 \text{ W/m}^2$$

Los flujos no se calculan a partir de datos de satélite, porque los instrumentos de satélite no son muy sensibles al vapor de agua cerca al mar. Tal vez los flujos más exactos son calculados a partir de modelos numéricos del tiempo (Stewart, 2007).

El flujo turbulento de calor latente se define como:

$$-Q_L = \rho L_v \overline{w'q'} \quad (145)$$

donde w' y q' son las fluctuaciones turbulentas instantáneas de velocidad vertical ($w = \bar{w} + w'$) y razón de mezcla ($q = \bar{q} + q'$).

En esta expresión el flujo turbulento de vapor desde la superficie ($\overline{w'q'}$) es muy difícil de medir, pero al igual que en el caso anterior el flujo de calor latente se puede determinar a partir de la razón de mezcla en dos niveles distintos con:

$$Q_L = \rho L_v C_s U_{10} (q_s - q_a) \quad (146)$$

donde L_v es el calor latente de vaporización, el cual es función de la temperatura superficial del mar, expresada como $L_v = (2.501 - 0.00237 T_s) \times 10^6$, c_p es el calor específico del aire a presión constante. q_s y q_a son la humedad específica del aire en la superficie del mar y a 10 m, respectivamente.

Los factores que influyen el flujo de calor latente son principalmente los vientos y la humedad relativa. Mayores vientos y aire seco evaporan más agua que vientos débiles con humedad relativa cercana al 100%. En regiones polares, la evaporación de la cubierta de hielo es mucho menor que en el océano abierto, Figura 30.

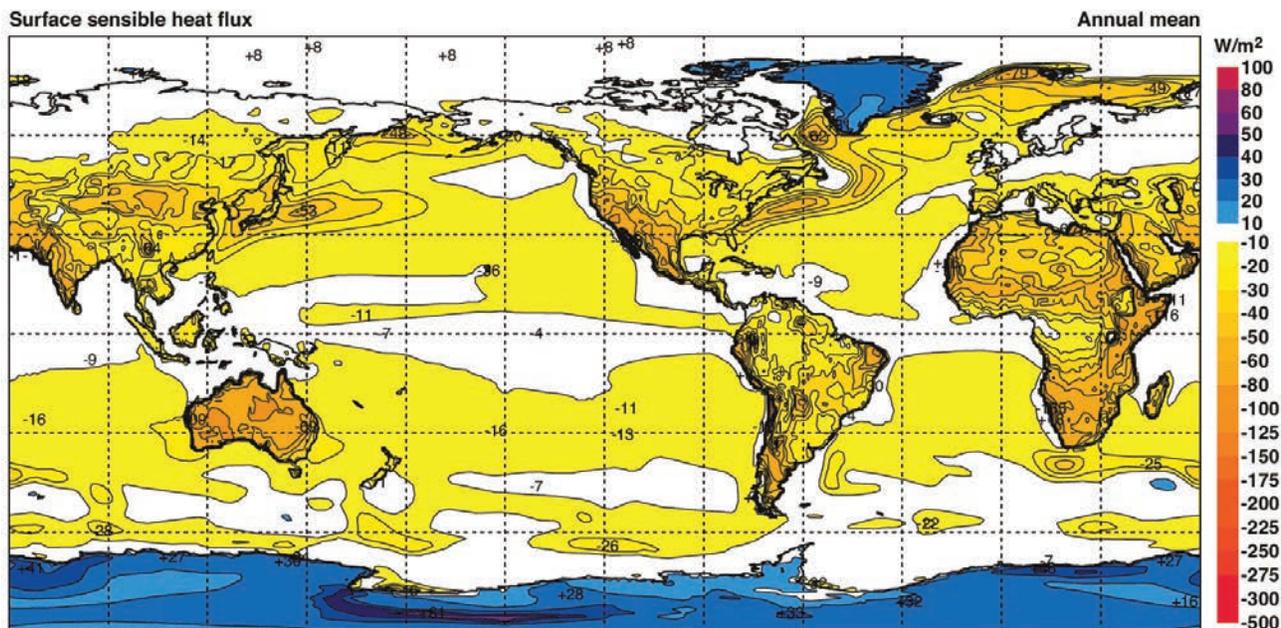


Figura 29. Promedio anual de flujo de calor sensible Q_s a través de la superficie del mar W/m^2 calculado de ECMWF reanálisis 40 años (Kallberg *et al.*, 2005. Citado en Stewart, 2012). Tomado de Stewart (2012).

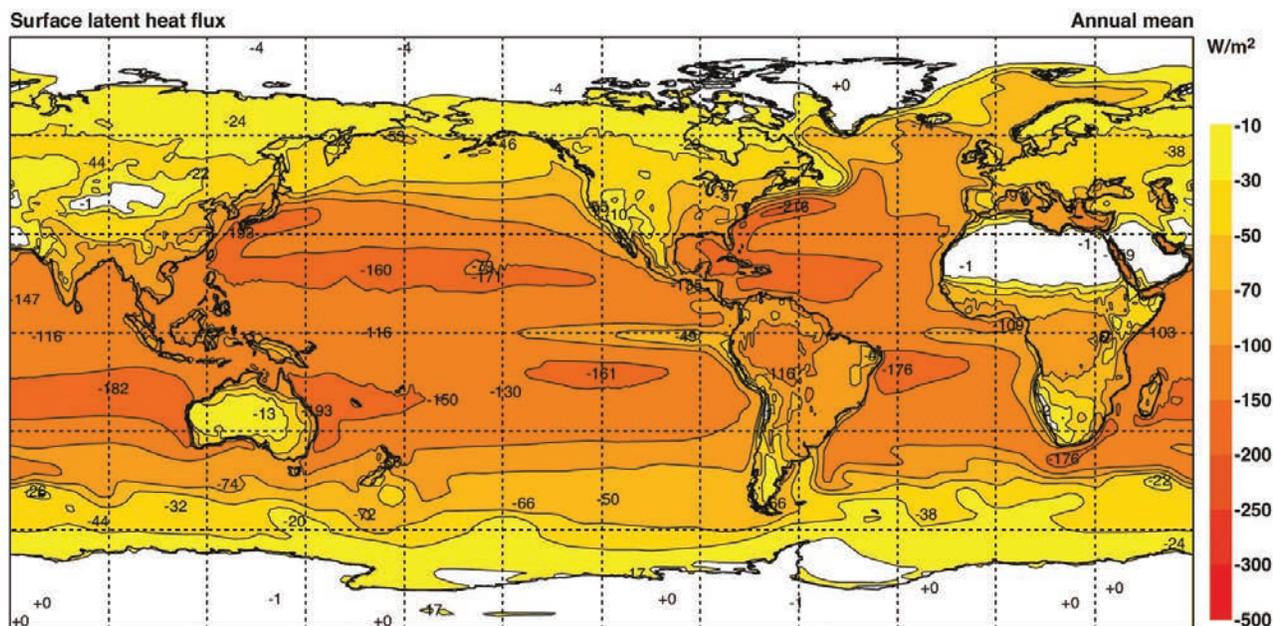


Figura 30. Promedio anual de flujo de calor latente Q_l a través de la superficie del mar W/m^2 calculado de ECMWF reanálisis 40 años (Kallberg *et al.*, 2005. Citado en Stewart, 2012). Tomado de Stewart (2012).

7.5 Flujos de Calor en el Mar Caribe

Los mayores flujos de calor sensible hacia el océano se presentan en los meses de Marzo a Agosto (Figuras 31a, 31b y 31c).

A mayor intensidad de viento, mayor el intercambio de calor por convección, y por ende, mayor es la evaporación, hecho que influye en los flujos de calor latente y esto se observa en los meses de Diciembre, Enero, Febrero, Marzo y Abril, cómo se puede ver en las Figuras 31.

De acuerdo con lo reportado por (Monin y Yaglom, 1975) y al examinar los resultados reportados en las Figuras 22 y 31 se tienen que las condiciones atmosféricas para el caso del mar Caribe son ligeramente inestables (mas hacia el norte) y ligeramente estables (alrededor de la costa norte colombiana, en especial frente a la Guajira, y la costa oeste venezolana).

El caso de una fuerte estabilidad de la capa próxima no se presenta en este trabajo, teniendo en cuenta que hay pocas situaciones cuando la atmósfera sobre el mar en el trópico se estratifica positivamente fuerte.

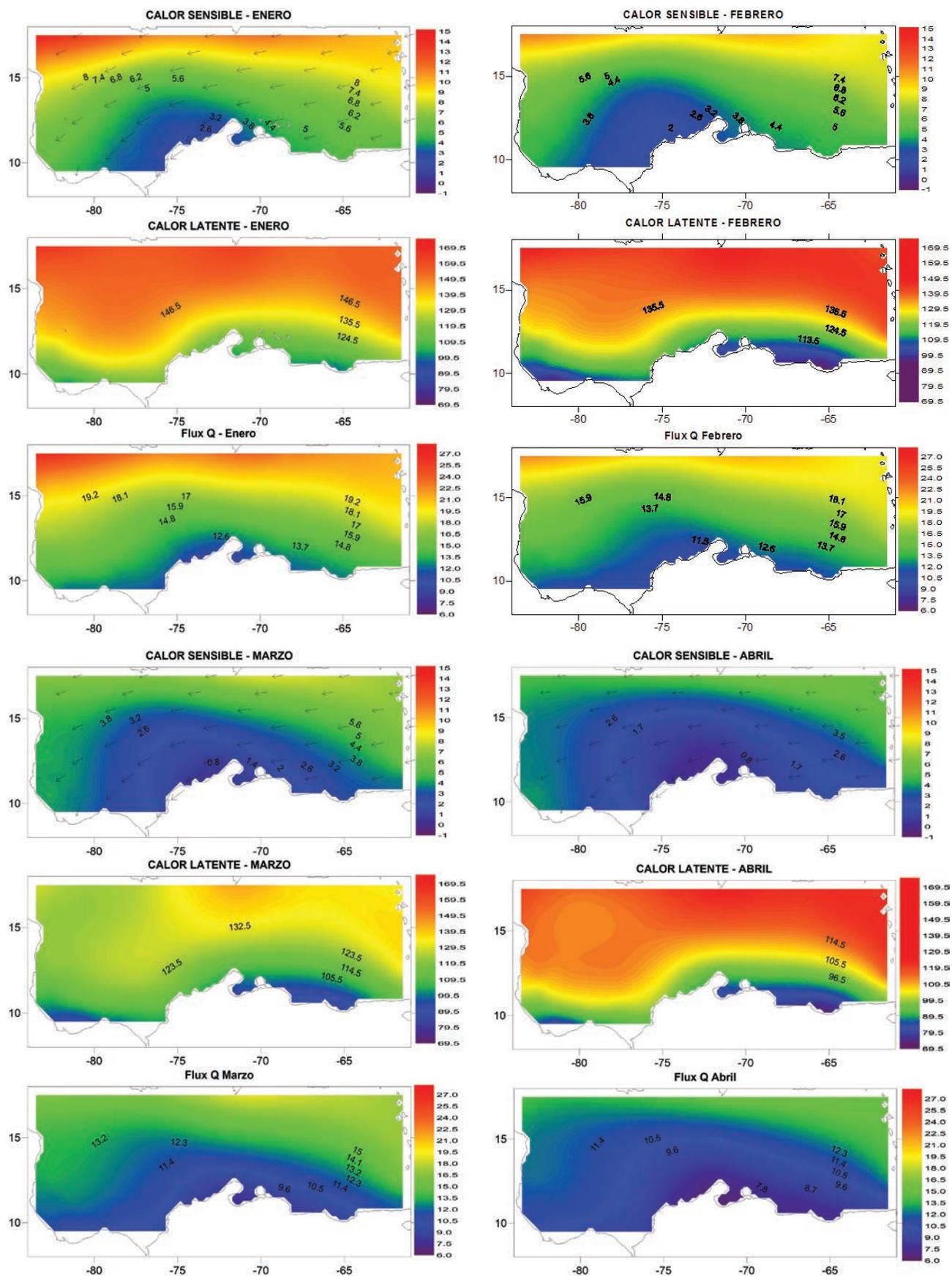


Figura 31a. Flujos de calor sensible, latente y total (relación de Bowen) para los meses de Enero a Abril.

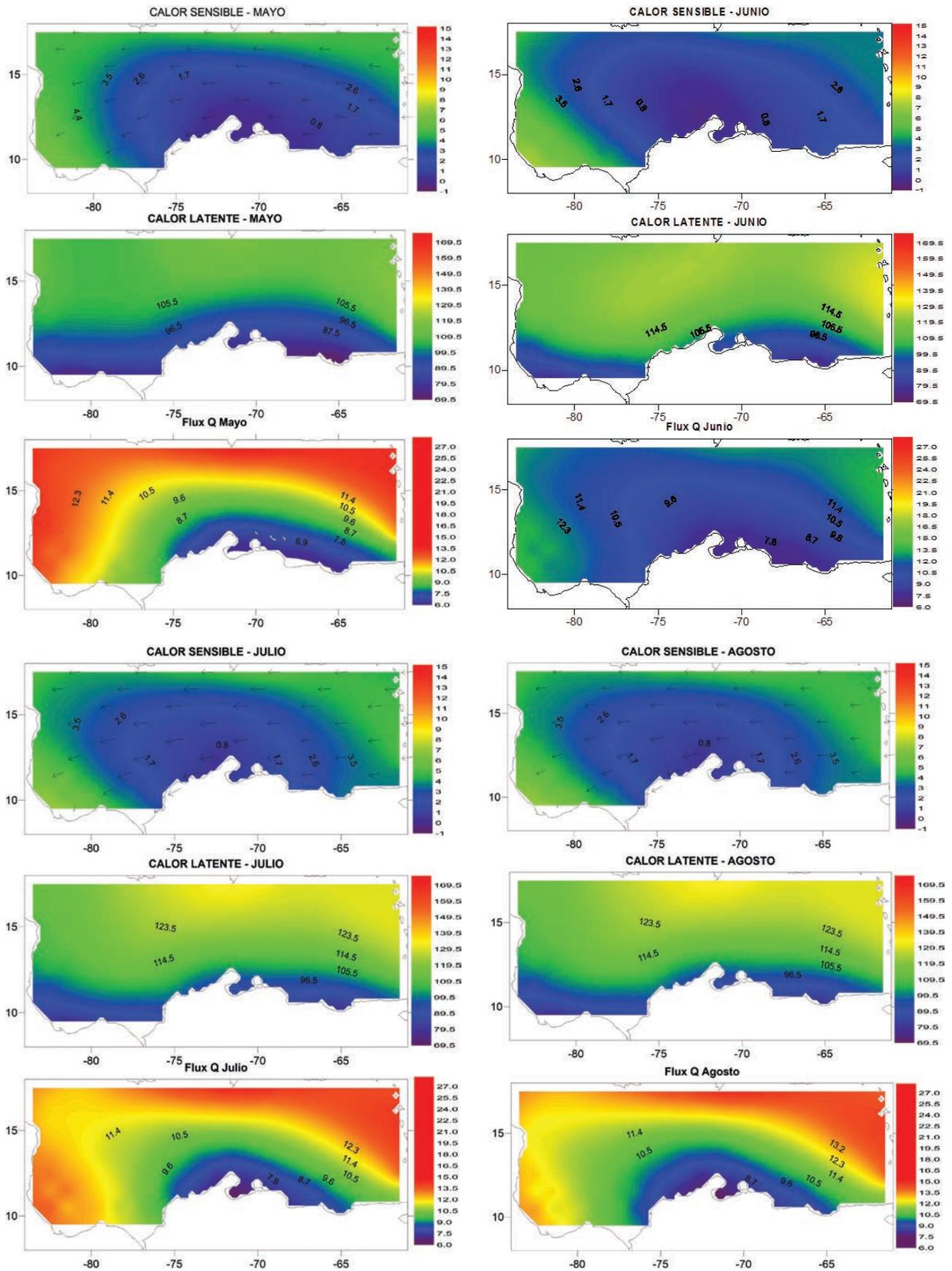


Figura 31b. Flujos de calor sensible, latente y total (relación de Bowen) para los meses de Mayo a Agosto.

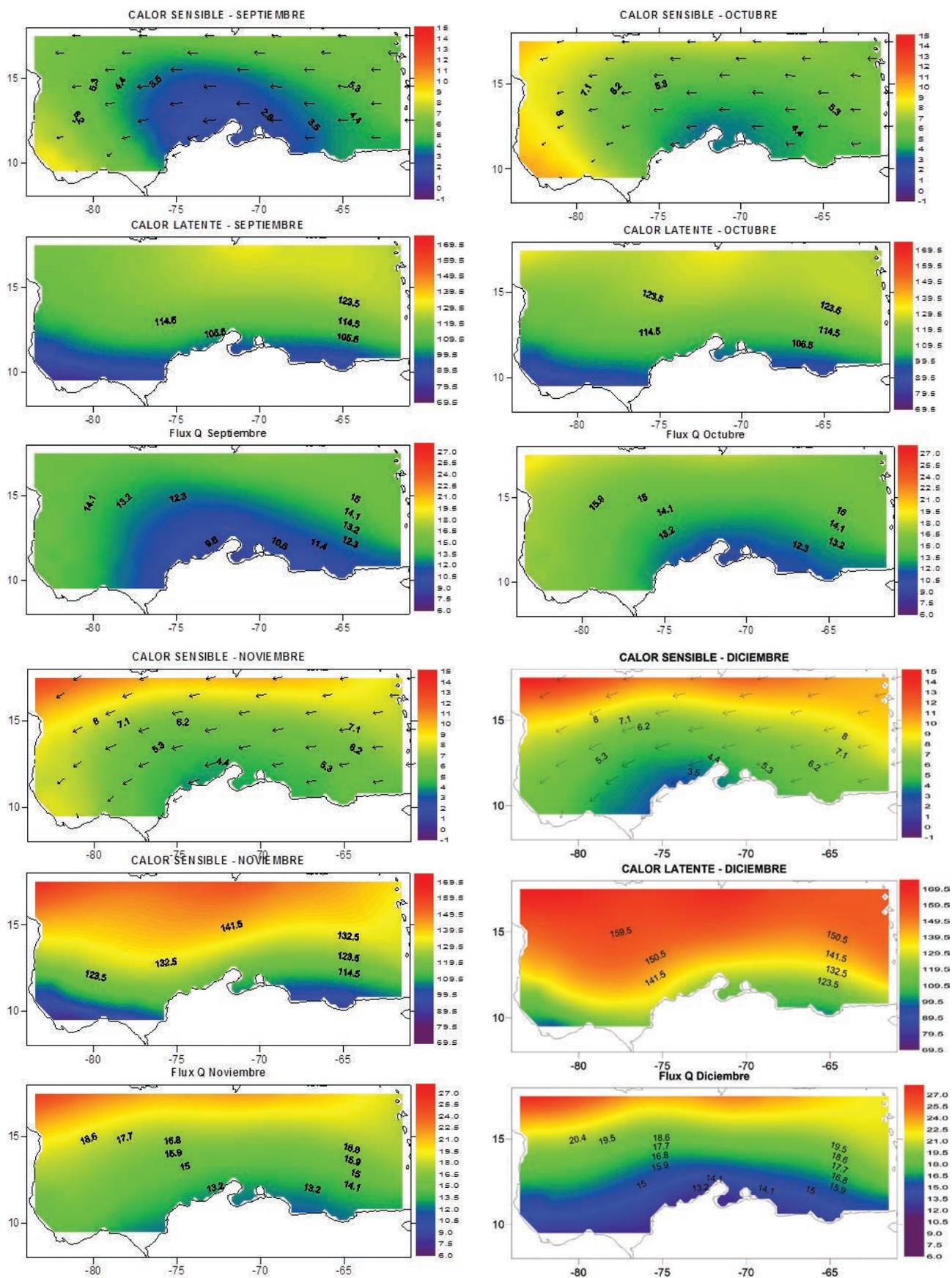


Figura 31c. Flujos de calor sensible, latente y total (relación de Bowen) para los meses de Septiembre a Diciembre.

Epílogo

El papel de la Termodinámica en las ciencias naturales es difícil de subestimar. La termodinámica se encuentra en todo...

Con base en las leyes de la termodinámica, Ilya Prigogin (1917-2003), Premio Nobel de Química (1997), encontró que en los sistemas disipativos (como nuestro Universo) los fenómenos irreversibles (de la Segunda Ley de la termodinámica) son el origen de la organización biológica, es decir, de la vida. La vida se forma cada vez que las circunstancias planetarias son favorables. Ilya Prigogin descubrió que el Universo está lleno de formas de vida debido a que los sistemas biológicos no son estables, según lo determinado por la termodinámica.

En las clases de Hidrodinámica Geofísica en la Escuela Naval de Cadetes “Almirante Padilla” nosotros explicamos a los alumnos el principio de la sinergia u auto-organización de la materia con base en la mecánica de Newton mediante las ecuaciones de Navier-Stokes. Es suficiente la aplicación de las leyes de conservación de impulso y masa para explicar el caos determinístico mediante la consistencia y el comportamiento de los “sistemas de tipo hidrodinámico”, cuyos principales elementos son la disipación de energía y una ligera no linealidad de los procesos. Sin embargo, desde una perspectiva más amplia, surge la pregunta formulada por Prigogin: “¿Nos encontramos ante un Universo mecánico o ante un Universo termodinámico?” El análisis nos inclina hacia la segunda respuesta.

Otro ejemplo destacado de la importancia de la termodinámica se puede observar en el comportamiento de los ríos. El hidrólogo teórico Selim Yalin (1925-2007) determinó, con base en la Primera Ley de la termodinámica, que un sistema hídrico es aislado. Con base en la Segunda Ley y con la ayuda de la ecuación de Gibbs, que relaciona la entropía y la energía interna del sistema, Yalin definió que los procesos irreversibles “tratan” de disminuir la energía cinética de un río, es decir, detener su flujo hasta el estado de reposo. Sin embargo, el caos se encuentra en el nivel de las moléculas, mientras que en la escala macro el río encuentra mucho más rápido su configuración “ideal”, llamado canales del régimen con características hidráulicas “perfectas” para su cauce estable. De manera similar se puede explicar la formación de los meandros en un río, tan solo aplicando el conocimiento de la termodinámica.

Ahora bien, en el curso de la Interacción del Océano y Atmósfera, al estudiar los procesos en la capa próxima a la Tierra, empleamos la teoría de similitud, basada en la semejanza (primero geométrica, luego física) y el razonamiento físico, cuyo principio involucra el análisis de dimensiones. El Capítulo 6 de este libro trata sobre la aplicación de estos temas en la oceanografía.

Resulta que el hecho de que la disipación y el trabajo en un sistema termodinámico se encuentran en forma aditiva en la Primera Ley, es de esperar, que los efectos del comportamiento de un flujo laminar (viscoso y disipativo) deben ser similares en la forma de los efectos de la estratificación estable, cuando se realiza trabajo de turbulencia contra las fuerzas de boyancia. Por lo anterior, los perfiles resultantes de velocidad de los fluidos en ambos medios (laminar y estratificado) son lineales con respecto a la distancia desde la pared.

Este hallazgo muestra que la teoría de la similitud no contradice a las leyes de la termodinámica, a pesar de que estos principios aparentemente no están interconectados de ninguna manera. Lo último tiene un profundo significado filosófico que se encuentra en la teoría de la similitud y que explica por qué esta teoría, aunque de naturaleza paramétrica, ha sido una potente herramienta de los oceanógrafos y meteorólogos durante los dos últimos siglos.

Referencias Bibliográficas

- Bolton, D., 1980: The computation of equivalent potential temperature. *Mort. Weather Rev.*, 108, 1046-1053.
- Bryden, H.L., 1973. New polynomials for thermal expansion, adiabatic temperature gradient and potential temperature gradient of sea water. *Deep-Sea Res.*, 20, 401-408.
- Charnock, H., 1955: Wind stress on a water surface. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 81, 639–640.
- Csanady, G. 2004. *Air Sea Interaction*. Cambridge Univerty Press. 242 p.
- Curry, J, P. Webster. 1999. *Thermodynamics of Atmosphere and Ocean*. Academic Press. 471 pp.
- Da Silva, A.M. & Levitus, S. (1994). *Atlas of Surface Marine Data 1994*. NOAA Atlas NESDIS 6, Wash., D.C.
- Dijkstra, H. 2008. *Dynamical Oceanography*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg. 407 PP.
- Donelan, M. A., F. W. Dobson, S. D. Smith, and R. J. Anderson, 1993. On the dependence of sea surface roughness on wave development. *J. Phys. Oceanogr.*, 23, 2143–2149.
- Dutton, J.A., 1986: *The Ceaseless Wind: An Introduction to the Theory of Atmospheric Motion*. Dover Publications, Mineola, NY, 617 pp.
- Geernaert, G. , S. E. Larsen, and F. Hansen, 1987: Measurements of the wind stress, heat flux and turbulence intensity during storm conditions over the North Sea. *J. Geophys. Res.*, 92 (C), 13 127–13 139.
- Hasselmann K., T. Barnett, E. Bouws, H. Carlson, D. Cartwright, K. Enke, J. Ewing, H. Gienapp, D. Hasselmann, P. Kruseman, A. Meerburg, P. Muller, D. Olbers, K. Richter, W. Sell and H. Walden, 1973: Measurements of wind-wave growth and swell decay during the Joint North Sea Wave Project (JONSWAP), *Dtsch. Hydrogr. Z. Suppl. A* 8(12), 95p.
- Hogben, N., F.E. Lumb. 1967. *Ocean wave statistics*. National Physical Laboratory Report, Her Majesty's Stationery Office. UK.
- Holton, J. 2004. *An Introduction to Dynamic Meteorology*. 4th Edition. Elsevier. 535 pp.

- Janssen, P. 1991. Quasi-linear theory of wind-wave generation applied to wave forecasting. *Journal of Physical Oceanography*. 21. 1631 – 1641.
- Janssen, P. 2004. *The Interaction of Ocean Waves and Wind*. Cambridge University Press. 305 p.
- Janssen, P., P. Lionello, L. Zambresky. 1989. On the Interaction of Wind and Waves. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences*. 329, 289-301.
- Johnson, H., H. Kofoed-Hansen. 1999. Influence of Bottom Friction on Sea Surface Roughness and Its Impact on Shallow Water Wind Wave Modeling. *Ocean Engineering*. 29. 1133–1143.
- Johnson, H., J. Højstrup, H. Vested, S. Larsen. 1997. On the Dependence of Sea Surface Roughness on Wind Waves. *Journal of Physical Oceanography*. 28. 1702 – 1716.
- Kaimal, J. J., J. C. Finnigan. 1994. *Atmospheric Boundary Layer Flows. Their Structure and Measurement*. Oxford University Press. 304 pp
- Komen, G., L. Cavaleri, M. Donelan, K. Hasselmann, S. Hasselmann, P. Janssen. 1994. *Dynamics and Modelling of Ocean Waves*. Cambridge University Press. 525 p.
- Kraus, E. B., and J. A. Businger 1994: *Atmosphere–Ocean Interaction*. Oxford University Press, 382 pp.
- Lionello, P., G. Martucci, M. Zampieri. 2004. Implementation of a Coupled Atmosphere-Wave-Ocean Model in the Mediterranean Sea: Sensitivity of the Short Time Scale Evolution to the Air-Sea Coupling Mechanisms. *Journal of Atmospheric & Oceanic Technology*. 21, 65-95.
- Lionello, P., H. Günther and P.A.E.M. Janssen, 1992. Assimilation of altimeter data in a global third generation wave model. *J. Geophys. Res.* C97, 14453-14474.
- Lizano, O., F. Ocampo, L. Alvarado, R. Vega, J. Puig. 2001. Evaluación de modelos numéricos de Tercera Generación para el pronóstico del oleaje en Centroamérica y México. *Top. Meteor. Oceanog.*, 8(1): 40-49.
- Lonin S. y L. Giraldo, 1996 (b): Sobre la restitución de los campos de viento a partir de observaciones en un área determinada. *Memorias IV Congreso Colombiano de Meteorología*. p. 37 – 42.
- Lonin, S.A., I. E. Lonina y Yu. S. Tuchkovenko. 1996. Utilización del modelo NedWAM para el Cálculo y Pronóstico del Oleaje en el Mar Caribe. *Boletín Científico CIOH*, No. 17, 37-45.
- Lonin, S. y J. Linero. 2009. Parametrización de rugosidad de la superficie del mar bajo la inestabilidad de la capa próxima y la edad del oleaje. *Boletín Científico CIOH*, No. 27.

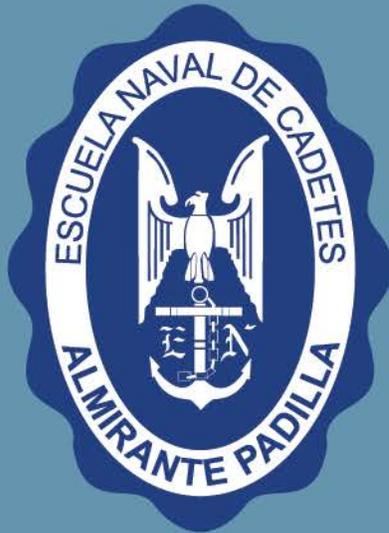
- Lonin, S., R. Torres y I. Lonina. 2007. Propagación del oleaje y asimilación de datos satelitales en un modelo espectral de tercera generación. Boletín Científico CIOH, No. 25, 32 – 44.
- Ly, L. 1996. A numerical algorithm for solving a coupled problem of the air-sea-wave interaction. *Mathematical and Computer Modelling*. 24(7). 19 – 32 pp.
- Makin, V.K., Kudryavtsev, V.N, Manstenbroek, C. 1995. Drag of the sea surface. *Boundary-Layer Met.*, 73, 159-182.
- Merzi, N., and W. H. Graf, 1985. Evaluation of the drag coefficient considering the effects of mobility of the roughness elements. *Ann. Geophys.*, 3, 473 – 478.
- Mesinger, F., A. Arakawa. 1976. Numerical methods used in atmospheric models. Vol 1. GARP(Global Atmospheric Research Program) Publications Series.
- Millero, F.J., G. Perron, and J.E. Desnoyers, 1973. Heat capacity of seawater solutions from 5 to 35 °C and 0.5 to 22% chlorinity. *J. Geophys. Res.*, 78, 4499-4507.
- Monin, A. S., A.M. Obukhov. 1954. Basic laws of turbulent mixing in the surface layer of the atmosphere. *Tr. Akad. Nauk SSSR, Geofiz Inst.* 24, 163.
- Monin, S. A, Yaglom. 1975. *Statistical fluid mechanics: mechanics of turbulence. Vol II.* Dover Books on Physics.
- Monin, S. A, Yaglom. 1975. *Statistical fluid mechanics: mechanics of turbulence. Vol II.* Dover Books on Physics.
- Myrhaug, D., O, Slaattelid. 1999. Wind stress over waves in stably stratified flow. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*. 80(3). 233 – 252.
- Myrhaug, D., O, Slaattelid. 2002. Effects of sea roughness and atmospheric stability on wind wave growth. *Ocean Engineering*. 29. (9) 1133 – 1143 pp.
- Myrhaug, D., O, Slaattelid. 2003. Addendum to “Effects of sea roughness and atmospheric stability on wind wave growth”. *Ocean Engineering*. 30(8). 1079 – 1082.
- Panofsky, H. A., and J. A. Dutton, 1984: *Atmospheric Turbulence*. Wiley-Interscience, New York, 397 pp.
- Peña, E., S. Gryning, 2008. Charnock’s Roughness Length Model and Non-dimensional Wind Profiles Over the Sea. *Boundary-Layer Meteorol.* 128:191–203.
- Pickard, G. W. Emery. 1990. *Descriptive Physical Oceanography, Fifth Edition*. Elsevier. 320 pp.

- Saha, K. 2008. The Earth's atmosphere. Springer-Verlag Berlin Heidelberg. 367 pp.
- Smith, S. D., R. J. Anderson, W. A. Oost, C. Kraan, N. Maat, J. DeCosmo, K. B. Katsaros, K. L. Davidson, K. Bumke, L. Hasse, and H. M. Chadwick, 1992. Sea surface wind stress and drag coefficients: The HEXOS results. *Bound.-Layer Meteor.*, 60, 109–142.
- Smith, S.D. 1980. Wind stress and heat flux over the ocean in gale force winds. *J Phys. Oceanogr.* 10, 709 – 726.
- Smith, S.D. 1988. Coefficients for sea surface wind stress, heat flux and wind profiles as a function of wind speed and temperature. *J. Geophys. Res.* 93. 15 467 – 15 472.
- Stewart, R. 2007. Introduction To Physical Oceanography. Texas A & M University.
- Stull, R.B., 1988: An Introduction to Boundary Layer Meteorology. Kluwer Academic Publishers, Boston, 666 pp.
- Taylor. P., M. Yelland. 2000. The Dependence of Sea Surface Roughness on the Height and Steepness of the Waves. *J. Phys Oceanog.*
- Titov, L. 1974. Influencia del estado de la atmósfera en el desarrollo y tamaños de olas de viento. MGI, N3.
- Toba, Y., N. Lida, H. Kawamura, N. Ebuchi, and I. S. F. Jones, 1990. Wave dependence on sea-surface wind stress. *J. Phys. Oceanogr.*, 20, 705 –721.
- Torres R. 2008. Asimilación de Mediciones Satelitales en un Modelo Operacional de Oleaje en el Caribe. Tesis de Grado Maestría Oceanografía. Escuela Naval de Cadetes “Almirante Padilla”. Cartagena. D.T.C.H.
- Torres, R. S. Lonin. 2007. Estudio del espectro de oleaje en el Caribe observado con boyas y su representación en el espectro JONSWAP. *Boletín Científico CIOH.* 25. 8 – 18.
- Tsonis, A. 2007. An Introduction to Atmospheric Thermodynamics. 2nd Edition. Cambridge University Press.
- Wallace. J, P. Hobbs. 2006. Atmospheric Science. An Introductory Survey. 2nd Edition. Elsevier. 483 pp.
- WAMDI group: S. Hasselmann, K. Hasselmann, E. Bauer, P.A.E.M. Janssen, G.J. Komen, L. Bertotti, P. Lionello, A. Guillaume, V.C. Cardone, J.A. Greenwood, M. Reistad, L. Zambresky and J.A. Ewing, 1988. The WAM model - a third generation ocean wave prediction model. *J. Phys. Oceanogr.*, 18, 1775 – 1810.

Wang, D. P., Hwang. 2001. An Operational Method for Separating Wind Sea and Swell from Ocean Wave Spectra. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*. 18. 2052–2062 pp.

World Meteorological Organization. 1998. Guide to wave analysis and forecasting.

Young, I. 1998. An experimental investigation of the role of atmospheric stability in wind wave growth. *Coastal Engineering*, 34 (1-2) 23 – 241 pp.



ISBN: 978-958-99964-3-0



9 789589 996430